

AN ACOUSTIC AID TO SEA BED SURVEY

by W. D. CHESTERMAN, P. R. CLYNICK and A. H. STRIDE

Royal Naval Scientific Service, Admiralty, England

Summary

A description is given of a rapid acoustic method of charting the small-scale topography and defining patches of different composition of a large area of shallow sea floor. It is shown that the procedure is complementary to such conventional methods as physical sampling and echosounding and has important biological applications.

Sommaire

On décrit une méthode acoustique pour relever rapidement la topographie à petite échelle d'une grande région du fond de la mer et délimiter les zones de compositions différentes. On montre que cette méthode complète les procédés usuels de prélèvements d'échantillons, de sondage par écho et a d'importantes applications biologiques.

Zusammenfassung

Ein schnell arbeitendes akustisches Verfahren wird beschrieben, welches die Meeres-topographie im kleinen aufnimmt und Stücke verschiedenartiger Meeresgrundzusammensetzung in einem ausgedehnten, seichten Gebiet erkennt. Es wird gezeigt, daß dieses Verfahren komplementär zu solchen konventionellen Methoden wie den physikalischen Probeuntersuchungen und der Echolotung ist und wichtige biologische Anwendungen besitzt.

1. Introduction

The task of producing a detailed chart of the sea floor showing the small-scale topography and the distribution of mud, stones and rock is particularly difficult because available methods only give 'spot' samples. In this paper a description is given of an acoustic technique for rapidly surveying a large area of shallow sea floor. The results of such a survey are presented as a chart-like facsimile of its surface and such a reconnaissance chart can be interpreted with only a limited use of conventional procedures.

The acoustic method employs what is virtually an echo-sounder with a narrow, normally vertical, beam depressed only a few degrees below the horizontal and orientated normal to the ship's course. Survey ships of the Royal Navy have used similar equipment for some years to search for shoals between their lines of soundings (DAY, 1955) and the method is being used commercially for fish-shoal detection. A valuable review of the basic principles and certain engineering aspects of such equipment has been given recently by TUCKER (1956).

Thanks are offered to Mr. R. I. CURRIE, a colleague in the National Institute of Oceanography, for his advice on biological matters.

2. Conventional methods

In early work samples of the floor were taken by grab and dredge and even to-day such equipment retains much of its usefulness. In shallow water divers have revealed local variation in composition

which would have been missed by sampling techniques and have shown themselves pre-eminent for locating and taking specimens from rock outcrops and measuring the direction and amount of dip of beds of rock (MENARD et al., 1954). The environment generally restricts the use of divers, however (DILL and SHUMWAY, 1954), but closed-circuit underwater television has provided a means of escape and can be used where current strengths and depths are unacceptable to a diver. The value of such equipment has been described recently by BARNES (1955). Two photographs of the screen, taken by the present authors, showing floors of ripple-marked sand and stones are shown in Fig. 1. In visual examination of the screen the line structure of the image is not so obtrusive and so details of the floor can be readily appreciated.

The character of the sound produced when a rough object is towed along the sea floor has been found by LAFOND et al. (1950) to be specific for mud, stones, sand and rock. This method has been used with some success to make a rapid survey, although it overemphasises the presence of coarse constituents in a mixture of grades.

Profiles of the floor are most readily obtained by shipborne echo-sounders, although standard equipment has too wide an acoustic beam for detection of small features to be possible. It is not easy to determine the shape of features by means of an echo sounder because of the difficulty of fixing adjacent lines of soundings with sufficient accuracy, except very close to a coast.

3. The asdic method

The two virtues of the asdic method, to be described, are that a belt of sea floor of about 500 yards in width can be examined in detail by a ship under way and that the results are presented immediately on a continuous sheet of recording paper which is virtually a facsimile of the sea floor itself, with the composition and topography shown by variations in the intensity of the tone (Fig. 2).



Fig. 1a. Sand floor with sinuous ripple marks and burrows (2 feet wide) (an underwater television picture).

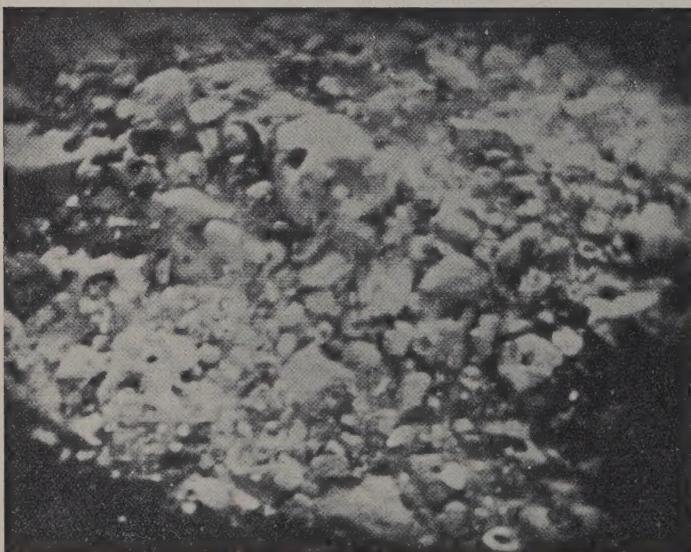
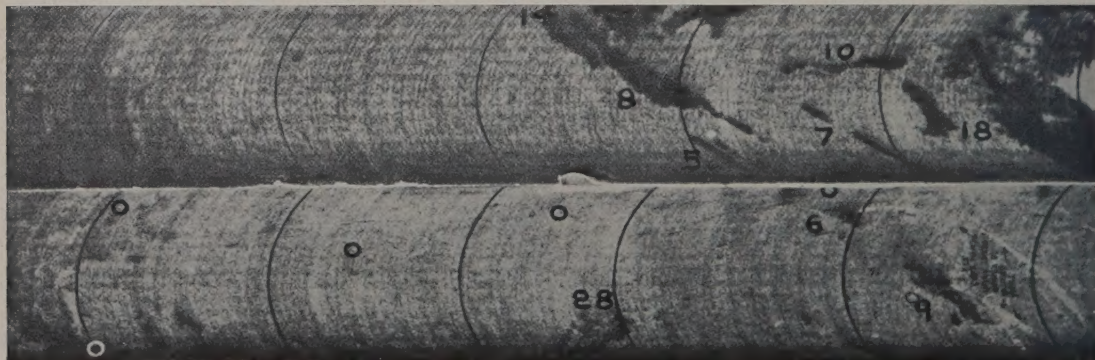


Fig. 1b. Broken rock (bored by molluscs) near an outcrop on the sea floor (2 feet wide) (an underwater television picture).

Fig. 2. Part of an asdic survey of the sea floor. Each recorder trace is 500 yards wide; natural scale. The light tone represents sand, the dark (left) gravel with stones and shells, the long dark patches (right) are outcrops of bedrock.



There is a main beam in which most of the energy is concentrated, and secondary beams which are formed by diffraction. Maxima and minima are formed in exactly the same way as in the optical case for a plane wave passing through a circular aperture. In the acoustic case, the pressure intensity is of the form

$$\frac{A^2 \sin^2 \Theta}{\Theta}, \text{ where } \Theta = \frac{l \pi}{\lambda} \sin \psi$$

for an angle ψ off the beam axis, where A is a constant, l is the transducer width and λ is the wavelength.

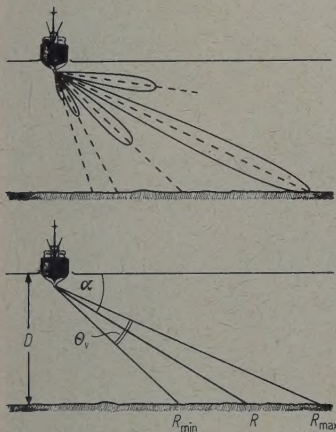


Fig. 3. Arrangement of acoustic beams.

The area of sea bed "illuminated" by the main beam is determined by the vertical angular width of the beam Θ_v , the water depth D and the tilt angle α . The geometrical relation shown in Fig. 3, therefore, sets limits to the minimum and maximum ranges of the sea bed "illuminated". The transmitted signal is sent as a pulse at regular intervals as in an echo ranging system such as radar or measuring depth in the sea. On reaching the sea floor the signal is scattered and that which returns along the original path is recorded. The fineness of detail recorded (either of sea bed features of fish shoals) increases as the ship's speed over the ground is reduced, and also as the instantaneously "illuminated" area (a function of the duration of the transmitted signal) is reduced. The repetition rate of the acoustic signal is, in practice, determined by the maximum range required. An asdic record of a nearly flat sea floor of almost uniform surface composition is shown in Fig. 4. The curved abscissa represents range abeam of a ship while the linear ordinate axis gives the distance travelled by the vessel. The heavy toned band is the area effectively "illuminated" by the main beam which occurs within the same limits of range because the floor is flat. (The wavy edge of this belt is due to

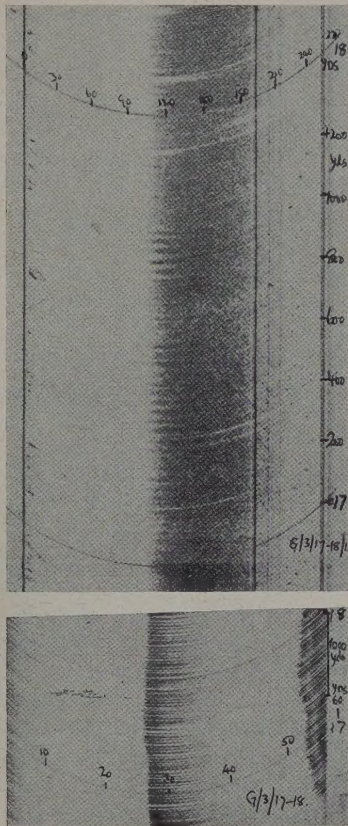


Fig. 4. Asdic (upper) and echo sounder records of a nearly flat floor of uniform composition.

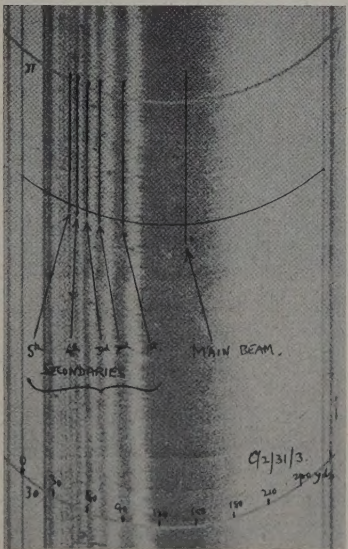


Fig. 5. Asdic record showing the area covered by the main beam and secondary beams.

a mechanical fault and should be ignored.) A modified setting of the electronic controls on the recorder enables the effects of the secondary beams, which reach the sea floor at lesser ranges than the main beam, to be recorded as in Fig. 5. Such a display as this is particularly well suited for revealing the topography while a wider vertical beam is preferable if an acoustic chart is to be constructed from the results. The value of such equipment is illustrated below by reference to recent results obtained in various English coastal waters.

4. Potentialities of the system

4.1. Nature of the sea floor

It was found that 5 square miles of sea floor could be completely surveyed in 20 hours by means of asdic with a wide vertical beam (such as is used in the deep Echo Whale Finder of KELVIN & HUGHES). The surveying ship ran at nearly constant speed along parallel courses separated by distances equal to the range of the acoustic equipment in use (500 yards), thus the near side of one record corresponded geographically to the far side of an adjoining record. By a photographic process, these records were corrected for differences in the mean ship's speed of the several courses run and for the different scale of range and distance travelled, so that on the resulting photograph all records were on the same natural scale and together formed a complete acoustic chart of the floor. In the portion of this chart which is shown in Fig. 2 it is possible to differentiate between outcrops of bedrock and regions of sand, or gravel and stones. At the right hand side of the figure the heavy toned patches, largely narrow and straight, are low outcrops of hard rock with some loose boulders (see also Fisherman's Asdic by KELVIN & HUGHES). Some stones appear to have been bored as shown in Fig. 1 b. Although these dipping beds do not give rise to massive topography as on the adjoining land, they are distinctive features of the sea floor which can be followed across adjacent asdic records and for distances of almost a mile. Since the floor is virtually flat these outcrops indicate the strike of the rocks.

The rather dark tones of the left-hand corner of the figure are due to a variable mixture of muddy sand with gravel and stones and groups of a mollusc, *Crepidula fornicata* L. The diffuse, ragged boundaries of this floor are in marked contrast to the record given by outcrops of rock. The lighter, rather even tone of the bulk of the figure is characteristic of an almost flat floor made predominantly of sand. Ripple marks are numerous (Fig. 1 a) and there is geographical variation in their orientation, shape

and size. A floor of mud gives a lighter tone than sand, although none is shown in Fig. 2.

The physical character of the floor was defined at numerous places by means of samples taken, using grab, dredge and corer, by photography by divers and by the extensive use of underwater television. It was concluded that the acoustic chart could have been adequately interpreted with comparatively little use of such procedures.

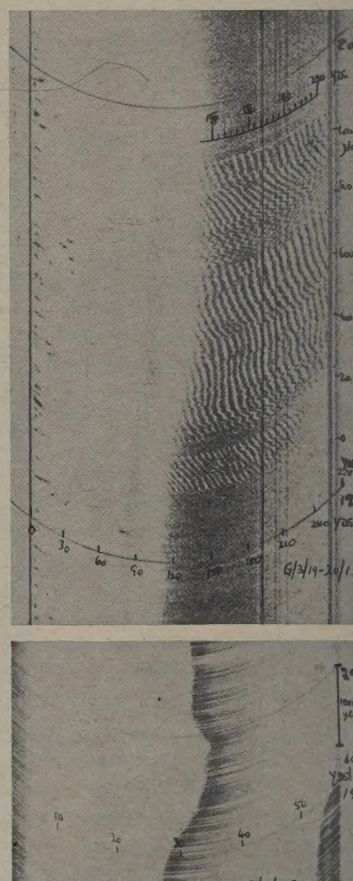


Fig. 6. Asdic (upper) and echo sounder records of small sand waves.

Echo-sounding in the shallow seas around Britain has long revealed the presence of ridges up to 50 feet in height (VAN VEEN, 1935) but it has only been possible to determine the orientation of such ridges with any accuracy in estuaries, where adjacent lines of soundings can be well fixed (GIBSON, 1951; BALLADE, 1953), or in shallow clear water by means of aerial photography (VAN STRAATEN, 1950). Neither of these conditions are necessary if asdic is used, however. From a single traverse (with a narrow beam for preference) the orientation of these

crests is found with respect to the ship's head, as shown for outcrops of bedrock. In Fig. 6 or 7 and 8 the crests are almost parallel, or normal, to the ship's course, respectively. Around the British coasts it was quickly found that the crests lie approximately at right angles to the tidal streams.

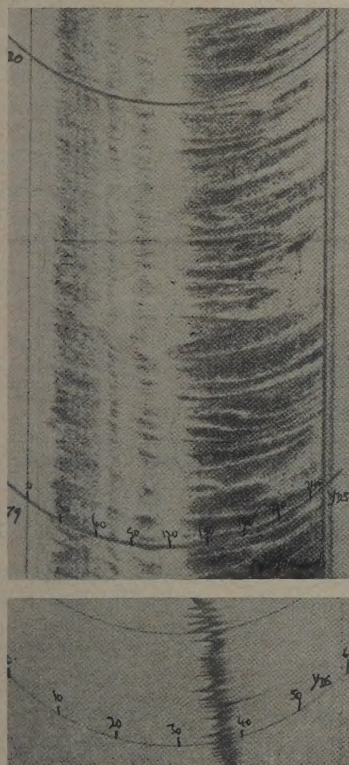


Fig. 7. Sand waves with symmetrical profile and larger than in Fig. 6.

In these figures the slopes facing the ship naturally return more of the incident energy than those sloping away and so are represented by darker tones on the records. This is most evident in Fig. 6. Here the sand waves are restricted to the sides and floor of a trough. They are long crested and nearly parallel (the small-scale sinuosity is caused by a mechanical fault). The crests are about 15 feet apart and must be about one foot high as they cannot be identified on the echo sounder record. Larger sand waves are shown in Fig. 7 and 8. The former have an almost symmetrical profile while the latter have steep slopes facing the top of the figure. The asymmetry is well shown by the secondary beams reaching the floor near to the ship (left side of asdic record). There is a progressive increase in the separation of the crests towards the top of the figure. Some of the gently slopes carry parallel, secondary ridges of about a tenth of their separation.

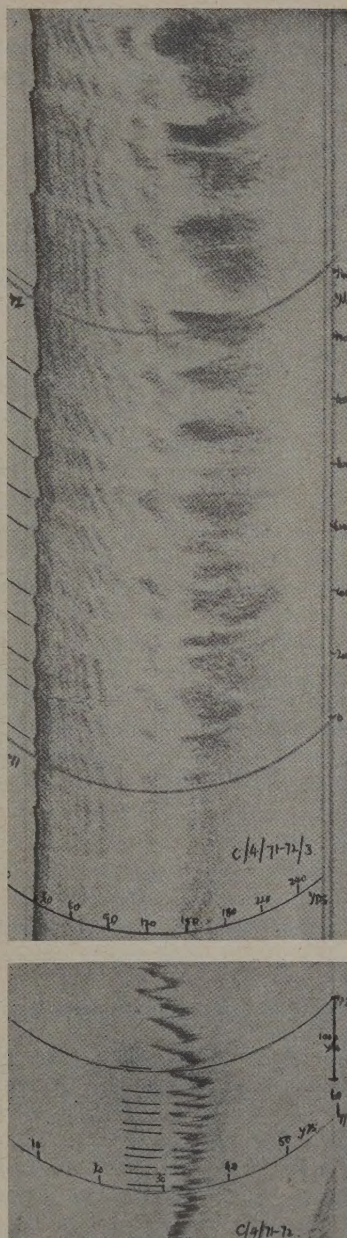


Fig. 8. Sand waves with an asymmetrical profile. The steep slopes face the top of the figure. There are little ridges on some of the gentle slopes.

4.2. Some biological applications

Interest in the location of fish shoals by means of an echo-sounder rose sharply after the second World War until now the method may be described as indispensable. During this period, notably since 1946 (RENOU and TCHERNIA, 1947), interest has grown in the use of equipment with an acoustic beam directed

in a nearly horizontal plane, so that a large body of water a beam of a ship could be searched for fish shoals. So helpful has this asdic method shown itself to be that fishermen describe it as a complementary tool to the more conventional use of the echo-sounder. A valuable review of the economic application of these acoustic aids to fishing has been given by HODGSON and FRIDRIKSSON (1955). It is thought that these acoustic methods have certain advantages over currently used techniques for studying the movement and concentration of fish.

Asdic is well suited for demonstrating the presence and extent of rough ground made of rocks or large masses of coral on which ground fishing gear can be seriously damaged. The location of such ground is especially important during the exploration of new fishing grounds. GRAHAM (1955) has described how even large ridges of sand, such as sand waves, are sufficiently rough to damage ground fishing gear.

In fishery research it has been found necessary to turn from an undivided study of fish of economical importance because the predators, competitors and prey of these fish hold such a place of importance in their own development. Much work has been done on bottom-living animals which are the food of certain valuable fish and it was found that each type of substratum tended to carry its own assemblage of animals. The use of asdic for defining the geographical limits of certain major types of floor in a region (compositional, topographical or those subject to different degrees of disturbance by currents) would seem to go some way towards simplifying the task of making an ecological study.

5. Limitations of the system

The asdic equipment described in this paper has various limitations. Some of these are inherent in the acoustic basis of the system, which is determined by transducer size, radiation frequency and energy attenuation; and other limitations are set by water depth and sea state. Small ships, in addition, set a limit to the size of transducer that can be carried.

It has been suggested that for some purposes it is necessary to use narrow beams in the vertical as well as in the horizontal planes. Such beams can only be formed with large transducers unless high frequencies are employed. Energy attenuation increases rapidly as frequency rises (at 50, 100 and 200 kc/s the increase amounts to approximately 6, 12 and 24 dB respectively, per 500 yards of path) causing an effective limit to range at 100 kc/s of about 500 to 600 yards. This is set not only by the existence of attenuation but also by the necessity to restrict

acoustic output below a value which causes cavitation at the boundary between the transducer face and the water (TUCKER, 1956).

With narrow beams some form of stabilisation should preferably be used to compensate for the wave-induced ship motion or, if this is not economically or structurally possible, survey should be restricted to fairly calm sea conditions. The undesirable effect of acoustic "quenching" of the energy due to entrapped, down-swept air under a ship's hull sets the final limit to the use of all the equipment in rough seas (TUCKER, 1956).

For bottom survey the method must always be used in conjunction with physical sampling in order to allow for the overemphasis of the coarse fractions in a mixture.

(Received April 6th, 1958.)

References

- [1] BALLADE, P., Study of the character and evolution of sand waves of the Loire estuary. Comité Central d'Océanographie, Bulletin d'Information 4 [1953], 163-176.
- [2] BARNES, H., Underwater television and research in marine biology, bottom topography and geology. Dtsch. hydrogr. Z. 8 [1955], 213-236.
- [3] DAY, Vice-Admiral Sir A., Hydrographic surveys; the purpose and choice of scale. Int. hydr. Rev. 32 [1955], 9-18.
- [4] DILL, R. F. and SHUMWAY, G., Geologic use of self-contained diving apparatus. Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol. 38 [1954], 148-157.
- [5] GRAHAM, M., Effect of trawling on animals of the sea bed. Pap. Mar. Biol. and Oceanogr., Deep-Sea Research, Suppl. to 3 [1955], 1-3.
- [6] GIBSON, W. M., Sand waves in San Francisco Bay. J. Coast and Geodetic Survey, U.S. Dept. of Commerce, 4 [1951], 54-58.
- [7] HODGSON, W. C. and FRIDRIKSSON, A., Report on echo sounding and asdic for fishing purposes. Rapp. Cons. Explor. Mer. 139 [1955], 5-49.
- [8] KELVIN & HUGHES (Marine) Ltd., Operating notes for fisherman's asdic. Publication 319.
- [9] KELVIN & HUGHES (Marine) Ltd., Echo whale finder. Publication M. 198.
- [10] LAFOND, E. C., DIETZ, R. S. and KNAUSS, J. A., A sonic device for underwater sediment survey. J. sediment Petrol. 20 [1950], 107-110.
- [11] MENARD, H. W., DILL, R. F., HAMILTON, E. L., MOORE, D. G., SHUMWAY, G., SILVERMAN, M. and STEWART, H. B., Underwater mapping by diving geologists. Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol. 38 [1954], 129-147.
- [12] RENOU, J. and TCHERNIA, P., Detection des bancs de poissons par ultrasons. Ministère de la marine, Paris 1947, 3-29.
- [13] VAN STRAATEN, L. M. J. U., Giant ripples in tidal channels. Dit Tijdschrift, Waddensymposium [1950], 76-81.
- [14] TUCKER, D. G., Underwater echo ranging. J. Brit. Inst. Radio Engrs. 16 [1956], 243-269.
- [15] VAN VEEN, J., Sand waves in the North Sea. Hydro Rev. 12 [1935], 21-29.

ANALYSE SPECTRALE DES ONDES ACOUSTIQUES EN RÉGIME TRANSITOIRE DANS UNE CHAMBRE CLOSE

par S. CZARNECKI

Institut des Problèmes Fondamentaux de la Technique, Varsovie

Sommaire

Le but de cet article est l'analyse de l'influence du nombre des sources du son sur le spectre des fréquences d'une onde acoustique en régime transitoire. Dans la deuxième partie de l'article, il sera démontré que le caractère de l'extinction du son dans la chambre peut aussi influencer le spectre des fréquences en régime transitoire.

Zusammenfassung

Der Zweck dieser Arbeit ist, die Folgen der Anwendung einer größeren Anzahl von Schallquellen zu untersuchen, sowie den Nachweis zu erbringen, daß die Anzahl der Schallquellen einen Einfluß auf das Frequenzspektrum der akustischen Vorgänge beim Einschwingvorgang haben kann. Im weiteren Teil wird nachgewiesen, daß der Nachhallcharakter des Schalles im Raum auch das Frequenzspektrum bei Ein- und Ausschwingvorgängen beeinflussen kann.

Summary

The purpose of this work is to analyse the influence of a number of sound sources on the frequency spectrum of an acoustic wave in the transitory regime. In the second part it is shown that the irregularity of the sound decay in a room has also an influence on the frequency spectrum in the transitory regime.

L'évaluation de la qualité acoustique d'une salle close à partir des mesures acoustiques, n'est pas toujours identique à l'évaluation subjective. Les mesures acoustiques sont faites le plus souvent à partir d'une ou tout au plus de quelques sources sonores. Il arrive souvent que des salles, dont les valeurs acoustiques mesurées approchent les valeurs optimum, ne sont pas «acoustiques» — surtout s'il y a un grand nombre d'exécutants.

Afin d'analyser l'influence du nombre de sources sonores examinons la forme de la pression acoustique donnée par $n+1$ sources en un point quelconque X .

Si toutes les sources sont mises en marche simultanément à l'instant $t=t_0$, et si chacune d'elles produit une pression acoustique de même fréquence $\omega_0/2\pi$, de même amplitude p et de même phase φ , la pression acoustique en un point quelconque X sera:

$$p_X(t) = \sum_{i=0}^n Y(t-\tau_i) p_i \sin(\omega_0 t - \varphi_i) \quad (1)$$

où τ_i est le moment où le front de l'onde de la $i^{\text{ème}}$ source du son atteint le point X ,

$Y(t-\tau_i)$ est l'échelon unité égal à 0 pour $t < \tau_i$,
égal à 1 pour $t \geq \tau_i$,

p_i et φ_i sont respectivement l'amplitude et la phase de la pression acoustique au point X , en provenance de la source i .

Supposons que le point d'observation X , de même que toutes les sources du son, se trouvent sur un terrain ouvert et sont placés sur une même ligne droite, les distances a entre les sources étant égales.

Si le point d'observation X se trouve assez loin, de façon que: $r \gg na$, nous pouvons approximativement admettre, que les amplitudes p_m de la pression en provenance de toutes les sources sonores, sont égales au point X . Afin de simplifier les équations,

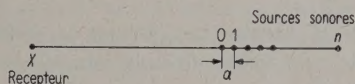


Fig. 1. Positions des sources sonores par rapport au récepteur.

nous supposons que; $\tau_0=0$, c'est-à-dire que nous comptons le temps à partir du moment où le front de l'onde en provenance de la source placée le plus près du point X atteint le point X . Nous obtenons ainsi

$$\tau_i = i\tau = i(a/c).$$

De même, supposant que $\varphi_0=0$, nous obtenons

$$\varphi_i = i\varphi = \omega_0 i\tau.$$

Nous écrivons donc pour la pression acoustique au point X l'équation suivante:

$$p_X(t) = \sum_{i=0}^n Y(t-i\tau) p_m \sin \omega_0(t-i\tau) \quad (2)$$

où $Y(t-i\tau)$ est l'échelon unité défini auparavant.

Si la distance entre deux sources consécutives est inférieure à la longueur d'onde $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$, alors au point d'observation X la forme de la pression acoustique en régime transitoire sera déformée — ce qui est facile à démontrer en additionnant les courbes de pression décalées dans le temps.

La distorsion en régime transitoire de la forme de la pression acoustique produite par un grand nombre de sources doit être confirmée par l'analyse du spectre de fréquences. Pour cela, calculons le spectre de fréquences en régime transitoire de la pression acoustique produite par $n+1$ sources, et comparons-le au spectre de fréquences de la pression acoustique produite par une seule source — et cela pour la même durée de temps.

Nous obtenons le spectre de fréquences par l'analyse de Fourier.

$$p_X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p_X(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (3)$$

Pour $n+1$ sources, le régime transitoire durera de $0 \leq t \leq (n+1)\tau$, nous calculerons l'intégrale de Fourier pour cet intervalle de temps¹.

Nous tirons $p_X(t)$ de l'équation (2) et remplaçons la fonction $Y(t-i\tau)$ par un changement des limites d'intégration. Nous obtenons

$$p_X(\omega) = \sum_{i=0}^n p_m \int_{i\tau}^{(n+1)\tau} \sin \omega_0(t-i\tau) e^{-j\omega t} dt \quad (4)$$

d'où après simplifications, nous obtenons

$$p_X(\omega) = \frac{p_m \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \sum_{i=0}^n e^{-j\omega i\tau} - \frac{p_m e^{-j\omega(n+1)\tau}}{\omega_0^2 - \omega^2} \sum_{\alpha=1}^{n+1} (\omega_0 \cos \omega_0 \alpha \tau + j \sin \omega_0 \alpha \tau) \quad (5)$$

où $\alpha = n+1-i$.

On peut démontrer que, lorsque le régime transitoire dure un nombre entier « q » de périodes, c'est-à-dire que:

$$(n+1)\tau = qT_0, \quad (6)$$

la deuxième partie de l'équation (5) est égale à 0 et nous obtenons

$$p_X(\omega) = \frac{p_m \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \sum_{i=0}^n e^{-j\omega i\tau} = \frac{p_m \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \frac{1 - e^{j\omega(n+1)\tau}}{1 - e^{j\omega\tau}}. \quad (7)$$

D'où, le module du spectre par rapport à ω_0 , pour $n+1$ sources sera

$$\left| p_X \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) \right| = \left| \frac{p_m}{\omega_0 \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]} \frac{\sin \frac{\omega}{\omega_0} \pi q}{\sin \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\pi}{n+1} q} \right|. \quad (8)$$

Le spectre de la courbe $p_{X1}(\omega)$ engendrée par une seule source de même pulsation ω_0 que précédemment et de même durée (de 0 à qT_0) sera d'après le théorème sur les déplacements:

$$p_{X1}(\omega) = \frac{p_m \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} (1 - e^{-j\omega qT_0}). \quad (9)$$

¹ Un tel spectre est appelé par I. M. LITVAKOV «spectre courant».

Et le module du spectre par rapport à ω_0 pour une seule source sera

$$\left| p_{X1}(\omega) \right| = \left| \frac{2 p_m}{\omega_0 [1 - (\omega/\omega_0)^2]} \sin \frac{\omega}{\omega_0} \pi q \right|. \quad (10)$$

Comparant les équations (8) et (10) nous voyons que le nombre des sources du son peut changer le spectre de fréquences en régime transitoire.

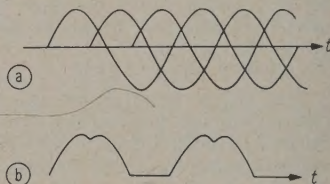


Fig. 2. (a) Pressions sonores fournies par les différentes sources, (b) Pressions résultantes.

Comme illustration sur la Fig. 2 est donnée la courbe de la pression acoustique en régime transitoire engendrée par 15 sources placées sur une ligne droite, de façon à ce que le décalage dans le temps au point X soit $\tau = \frac{1}{3}T_0$.

Le décalage de phase de la courbe sera

$$\omega_0 \tau = 2\pi \cdot \frac{1}{3} = 120^\circ.$$

Puisque le nombre de périodes q , que nous tirons de l'équation (6) est entier

$$q = \frac{(n+1)\tau}{T_0} = 5.$$

Nous pouvons nous servir de l'équation (8) pour calculer le spectre des fréquences pour 15 sources sonores.

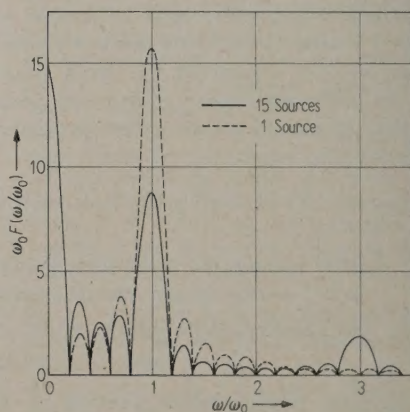


Fig. 3. Analyse spectrale du son dans le cas d'une source unique et dans le cas de 15 ($n+1=15$) sources émettant simultanément.

Le spectre de fréquences de la pression acoustique engendrée par 15 sources (en régime transi-

toire) est représenté par la ligne continue sur la Fig. 3. Le spectre de fréquences de la pression acoustique de même période T_0 et de même durée qT_0 pour une seule source est représenté sur la Fig. 3 en pointillé.

Nous voyons que les deux spectres sont différents.

Jusqu'à présent nous nous sommes occupés du cas où les pressions acoustiques provenant des différentes sources sonores atteignent le point d'observation dans des laps de temps identiques. Pour un emplacement quelconque des sources du son et du point d'observation X , les décalages dans le temps ne seront pas identiques. A partir de la théorie statistique donnée par RAYLEIGH dans son livre «Theory of sound», § 69, nous savons que la valeur résultante de la pression acoustique sera proportionnelle à la racine carrée du nombre des sources $n: p \sim \sqrt{n}$, ceci en admettant que les amplitudes des pressions acoustiques venant des différentes sources sont identiques.

Comme les distorsions en régime transitoire seront d'autant plus petites qu'à un moment donné, la valeur de la pression acoustique venant de plusieurs sources du son sera plus grande, on doit penser, que par rapport à la pression acoustique en provenance d'une seule source, les distorsions en régime transitoire seront pratiquement imperceptibles à l'arrivée des ondes en provenance d'une ou deux douzaines de sources sonores.

Les distorsions en régime transitoire peuvent aussi avoir lieu dans d'autres cas, tels que le rayonnement d'ondes acoustiques par des tiges, des plaques ou des corps quelconques dont les dimensions géométriques sont plus grandes que la longueur d'onde du son émis.

Dans une pièce close, en plus des ondes en provenance des sources réelles, nous recevons aussi des ondes réfléchies, dont l'amplitude sera plus petite, tant à cause du coefficient de réflexion dont la valeur est inférieure à l'unité, que par l'effet de la dissipation de l'onde, ce qui peut diminuer les distorsions en régime transitoire.

Afin d'étudier expérimentalement dans quelle mesure les distorsions en régime transitoire peuvent avoir lieu en une pièce close, on a effectué des mesures avec 15 haut-parleurs dans la salle de la Philharmonie Nationale de Varsovie. La pression acoustique fut observée et photographiée sur un oscillographe.

Les mesures montrèrent que, pour certaines fréquences, les distorsions en régime transitoire furent presque imperceptibles, tandis qu'elles furent nettement visibles pour d'autres fréquences. Le temps de durée des distorsions était court, il ne dépassa pas 15 ms.

Sur la Fig. 4 nous voyons un exemple des distorsions en régime transitoire, obtenu en mettant en marche simultanément 15 haut-parleurs distants de 70 cm, émettant une onde acoustique de fréquence 750 Hz. Afin de vérifier si ces distorsions ne sont pas

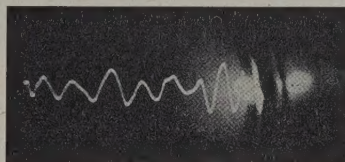


Fig. 4. Distorsion transitoire dans le cas d'un son émis dans une salle par 15 sources.

causées par une régime transitoire de l'appareil de mesure, on a photographié la pression acoustique engendrée par un seul haut parleur (Fig. 5).

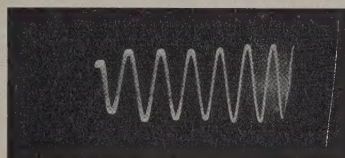


Fig. 5. Cas d'une source unique.

A partir de ces données, nous pouvons conclure que le nombre de sources mises en marche simultanément, émettant une onde acoustique de même fréquence, peut avoir une influence sur la forme de la pression acoustique, et sur le spectre de fréquences en régime transitoire.

Le caractère de l'extinction du son dans la salle peut aussi influencer le spectre de fréquences en régime transitoire, on peut le démontrer en traitant l'extinction du son comme une fonction modulée en amplitude diminuant exponentiellement. Ainsi, l'extinction du son montrée sur la Fig. 6 peut être exprimée de la façon suivante:

$$p(t) = p_m e^{-kt/T} (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega_0 t = \\ = p_m e^{-kt/T} \left[\sin \omega_0 t + \frac{m}{2} \cos(\omega_0 - \Omega) t - \frac{m}{2} \cos(\omega_0 + \Omega) t \right] \quad (11)$$

où p_m est l'amplitude de la pression acoustique en régime stable,
 $\omega_0/2\pi$ la fréquence de l'onde acoustique,
 $\Omega/2\pi$ la fréquence «de modulation»,
 m la profondeur de modulation,
 T le temps d'extinction du son,
 $k=13,8$ coefficient obtenu de la définition du temps d'extinction du son,
 t le temps.

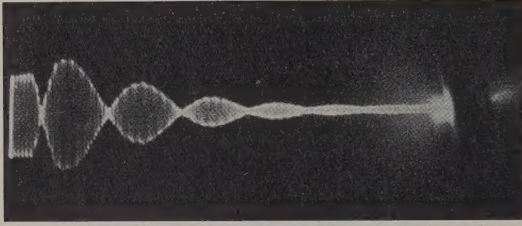


Fig. 6. Exemple d'amortissement d'un son dans une salle.

Dans ce cas, en plus de la fréquence $\omega_0/2\pi$ émise par la source du son, nous obtenons deux fréquences

$$\frac{\omega_0 - \Omega}{2\pi} \text{ et } \frac{\omega_0 + \Omega}{2\pi}.$$

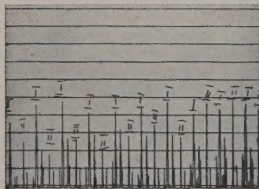
En réalité, l'extinction du son est dans le cas général beaucoup plus compliquée, on peut cependant, au moyen de l'analyse de Fourier, en tirer des sinusoides dont la somme donnera la forme de la courbe d'extinction. Nous obtiendrons

$$\begin{aligned} p(t) &= p_m e^{-kt/T} \left(1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{m_i}{2} \sin \Omega_i t \right) \sin \omega_0 t = \\ &= p_m e^{-kt/T} \left[\sin \omega_0 t + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{m_i}{2} \cos(\omega_0 - \Omega_i) t - \right. \\ &\quad \left. - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{m_i}{2} \cos(\omega_0 + \Omega_i) t \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

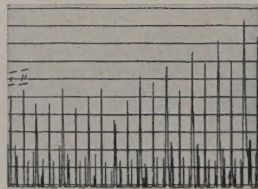
En plus de la fréquence engendrée par la source sonore, nous avons obtenu d'autres fréquences, celles-ci diffèrent de ω_0 d'autant plus que les variations de la pression acoustique dues aux inégalités de l'extinction sont plus fréquentes; leur amplitude est proportionnelle à l'amplitude des variations de la pression acoustique.

Afin de documenter ces données, on a effectué une analyse comparative des spectres de fréquences de deux impulsions sinusoidales identiques, de fréquence $h = 580$ Hz obtenues au moyen d'un magnétophone et du même haut-parleur dans deux salles différentes:

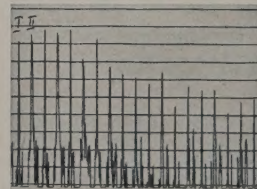
- I. Dans une salle réfléchissante où l'inégalité de l'extinction est grande.
- II. Dans une salle amortie où l'inégalité de l'extinction est pratiquement nulle.



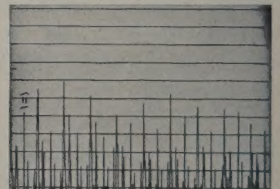
(a) 480—525 Hz



(b) 530—575 Hz



(c) 580—625 Hz



(d) 630—675 Hz

Fig. 8. (a), (b), (c), (d) Comparaison d'analyses spectrales d'un son I dans une salle réverbérante, II dans une salle écho à différentes fréquences.

L'analyse du spectre fut effectuée au moyen d'un analyseur d'harmoniques «Radiometer», l'analyse fut effectuée tous les 5 Hz. Pour chaque salle, l'amplitude des signaux électriques obtenus du microphone fut égalisée, Fig. 7.

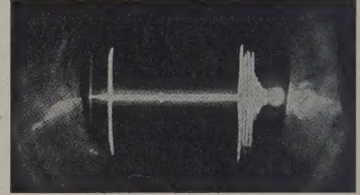


Fig. 7. Enregistrement de sons de même amplitude dans une salle sans écho et dans une salle réverbérante.

Les résultats de l'analyse comparative sont donnés sur la Fig. 8. La courbe I se rapporte à la salle réfléchissante, la courbe II à la salle amortie.

Ces résultats nous montrent un plus grand nombre de composantes du spectre dans la salle réfléchissante, ce qui confirme nos conclusions au sujet de l'influence de l'inégalité de l'extinction du son sur l'augmentation du nombre des fréquences dans le spectre.

Le nombre des combinaisons possibles de fréquence augmente pour la parole ou la musique que nous pouvons représenter sous forme d'une somme de sinusoides au moyen de l'analyse de Fourier. De même, une augmentation du nombre des sources sonores peut élargir le spectre des fréquences pendant l'extinction du son, car au point X nous obtiendrons différentes courbes d'extinction en provenance de chaque source.

Nommant q le nombre des sources sonores, nous obtiendrons pour un cas compliqué

$$\begin{aligned} p &= e^{-kt/T} \sum_{l=1}^q \left(1 + \sum_{i=1}^{\infty} m_{il} \sin \Omega_{il} t \right) \sum_{j=1}^{\infty} p_{jl} \sin \omega_j t = \\ &= e^{-kt/T} \left[\sum_{l=1}^q \sum_{j=1}^{\infty} p_{jl} \sin \omega_j t + \sum_{l=1}^q \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} p_{ji} \frac{m_{il}}{2} \times \right. \\ &\quad \left. \times \cos(\omega_j - \Omega_{il}) t - \sum_{l=1}^q \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} p_{il} \frac{m_{il}}{2} \cos(\omega_j + \Omega_{il}) t \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Cette équation nous montre qu'une combinaison de fréquences peut prendre naissance pendant l'ex-

tion du son dans une salle. Nous pouvons en déduire la différence entre les formes du spectre des fréquences dans une salle fermée et le spectre en plein air.

Les processus décrits ci-dessus peuvent aussi prendre naissance lors de l'accroissement du son dans une salle.

L'évaluation à l'oreille des processus décrits sortirait des cadres de cet exposé. Il semble cependant, que l'influence des distorsions en régime transitoire et surtout l'influence de la modulation pendant l'accroissement et l'extinction du son dans une salle close, peuvent être liés avec l'apparition d'un bourdonnement désagréable à l'oreille que l'on entend s'il y a un grand nombre d'exécutants (p. ex. un chœur).

En conclusion, nous pouvons dire que l'influence de l'extinction du son, peu sensible pour une onde

sinusoïdale lorsqu'il n'y a qu'une seule source sonore peut avoir une grande importance pratique pour des ondes produits par un grand nombre de sources. Ceci suggère qu'il faudrait dans les salles closes faire des mesures acoustiques en utilisant un grand nombre de sources, et reproduisant des ondes se rapprochant de celles de la parole et de la musique. Il semble aussi, que les mesures de la forme de l'extinction du son, ainsi que l'analyse du spectre des ondes acoustiques en régime transitoire, peuvent être comprises parmi les éléments manquants à une bonne appréciation de la valeur acoustique d'une salle. Il serait aussi nécessaire de faire des recherches physiologiques sur l'ouïe, pour savoir de quelle façon et en quelle mesure le changement du spectre de fréquences en régime transitoire affecte la perception du son.

(Reçu le 28 September 1957.)

DIE SCHALLABSORPTION PORÖSER KUNSTSTOFFSCHÄUME*

von G. VENZKE, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Zusammenfassung

An Matten aus porösen Kunststoffschäumen wird die Frequenzabhängigkeit des Absorptionsgrades bei senkrechtem und bei diffusem Schalleinfall untersucht. Daraus ergibt sich durch Vergleich mit der Theorie der porösen Schallschlucker mit starrem Skelett für die Kunststoffschäume ein wesentlich höherer Strukturfaktor als beispielsweise für gewöhnliche Faserstoffmatten. Des weiteren wird gezeigt, wie sich die Elastizität des Skeletts und Abdeckungen mit Folien und mit Lochplatten auf den Frequenzverlauf der Absorption auswirken.

Summary

The frequency-dependence of the absorption coefficient of foamed plastics for perpendicular and diffuse incidence is investigated. By comparison with the theory for a porous substance with rigid skeleton, the foamed plastic appears to have a greater structure factor than most fibrous mats. Further it is shown how the elasticity of the skeleton and the provision of a skin-covering or perforations affect the frequency-dependence of the absorption.

Sommaire

La variation de l'absorption avec la fréquence d'un son a été déterminée pour des panneaux en mousse artificielle poreuse pour les cas d'incidence verticale et diffuse. En comparant les résultats obtenus avec la théorie des absorbants poreux à squelette rigide on trouve pour les mousses poreuses un facteur de structure notablement plus grand que pour les panneaux en matière fibreuse. L'influence de l'élasticité du squelette ainsi que d'un revêtement des panneaux avec des feuilles ou des plaques perforées sur la variation de l'absorption avec la fréquence a été examinée et est discutée.

Einleitung

Matten aus porösen Kunststoffschäumen können recht wirksame Schallschluckmittel sein [1], wenn, wie bei allen porösen Schallschluckern, Mattendicke und Strömungswiderstand geeignet dimensioniert sind. Die Struktur der Kunststoffschäume weicht jedoch von der der üblichen Faserstoffe beträchtlich ab. Während die Faserstoffe einen „Strohhaufen“-ähn-

lichen Aufbau aufweisen, werden die unter Namen wie Moltopren, Contipren, Poramol usw. bekannten Kunststoffschäume durch ein körperlich netzartiges Skelett mit Stabdurchmessern von etwa 0,5 mm gebildet, dessen einzelne Maschen bei mittleren Abmessungen zwischen 0,1 und 1,0 mm mit dünnen Häutchen ausgefacht sind (Bild 1). Diese Häutchen sind offenbar auch im Inneren des Materials zu einem Teil zerstört. Während bei den größeren Raumgewichten Maschendurchmesser um 0,3 mm besonders häufig sind, dafür aber Durchmesser über

* Vorgetragen auf der Physiker-Tagung in Heidelberg am 28. 9. 1957.

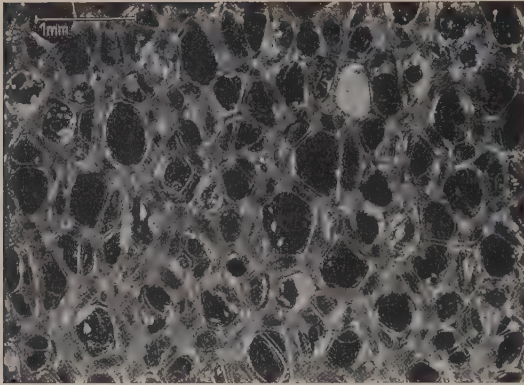


Bild 1. Schnittfläche eines porösen Kunststoffschlams, Raumgewicht $\rho \approx 45 \text{ kg/m}^3$.

0,6 mm kaum auftreten, kommen bei den leichteren Schaumstoffen auch die größeren Maschendurchmesser häufig vor.

Bei einer solchen Struktur sind winklige Strömungswege und Höhlenbildungen seitlich davon wahrscheinlich und damit Strukturfaktoren größer als eins. Außerdem ist das Skelett meistens weichfedernd elastisch. Es wurde nun an Schaumstoffen mit Raumgewichten (Dichten) zwischen 25 und 60 kg/m^3 untersucht, wie sich die oben erwähnten Eigenschaften auf den Schallabsorptionsgrad und seine Frequenzabhängigkeit auswirken.

1. Schaumstoffmatten mit offener Oberfläche

In Bild 2 ist der Schallabsorptionsgrad in Abhängigkeit von der Frequenz für 2 cm dicke Schaumstoffmatten mit den Raumgewichten 45 und 60 kg/m^3 wiedergegeben. Die Messungen wurden im 250 m^3

großen Hallraum der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) ausgeführt. Insgesamt 19 m^2 Matten waren dabei auf zwei Wandflächen und den Boden des Hallraums aufgeklebt. Die Kurven zeigen den offenbar geringen Einfluß des Raumgewichts der Matten, aber auch einen verhältnismäßig hohen Wert z. B. bei 400 Hz von $\alpha_{\text{Sab}} \approx 0,60$.

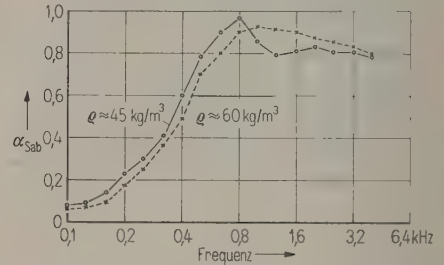


Bild 2. Schallabsorptionsgrad von 2 cm dicken Schaumstoffmatten im diffusen Schallfeld, ohne Wandabstand.

Der Absorptionsgrad bei senkrechtem Schalleinfall wurde in zwei Impedanzrohren untersucht. Das eine hatte 80 mm lichten Durchmesser, das andere einen quadratischen Querschnitt von $40 \times 40 \text{ mm}^2$. Als Parameter sind die Strömungswiderstände der Matten eingezeichnet (vgl. Bilder 3 und 4). Strömungswiderstand und Absorptionsgrad wurden stets an ein und derselben Probe ermittelt¹. Die Kurven zeigen das für Schaumstoffe typische Verhalten, nämlich das Auftreten zweier Absorptionsmaxima im untersuchten Frequenzbereich. Lage und Höhe

¹ Die Impedanzrohr- und die Strömungswiderstandsmessungen wurden von Herrn H. DEICKE durchgeführt.

Bild 3. Schallabsorptionsgrad von 2,2 cm dicken Schaumstoffmatten, $\rho = 35$ bis 38 kg/m^3 , und Mineralfaserplatten, $\rho \approx 100 \text{ kg/m}^3$, bei senkrechtem Schalleinfall; Parameter: spezifischer Strömungswiderstand in Rayl/cm.

●—● } Kunststoffschäume,
○—○ }
x—x—x } Mineralfaser.

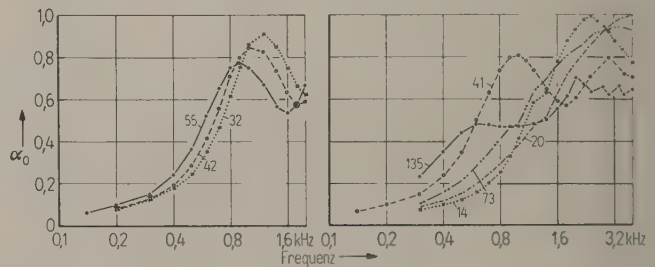
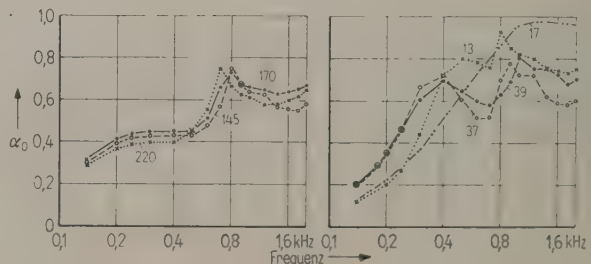


Bild 4. Wie Bild 3, nur 5 cm dicke Proben. Raumgewicht der Schaumstoffe: linke Bildhälfte 43 bis 49 kg/m^3 , rechte Bildhälfte 33 bis 39 kg/m^3 ; Mineralfaser $\approx 100 \text{ kg/m}^3$.

●—● } Kunststoffschäume,
○—○ }
x—x—x } Mineralfaser.



des ersten Maximums hängen stark vom Strömungswiderstand der Matte ab, die des zweiten Maximums nicht in dem Maße. Die Resonanzfrequenzen der beiden Maxima zeigen bei mittleren Strömungswiderständen das Verhältnis 1 : 3. Die Messungen an anderen, 5 cm dicken Schaumstoffproben weisen ein gleichartiges Verhalten auf (Bild 4). Das zweite Absorptionsmaximum ist gegenüber dem dreifachen der untersten Resonanzfrequenz etwas verschoben, eine Erklärungsmöglichkeit wird im Abschnitt 2 gegeben. Zum Vergleich sind in den Bildern 3 und 4 Meßergebnisse an Mineralfaserstoffproben miteingezeichnet, die wegen anderer Werte der Strömungswiderstände nur bedingte Vergleiche mit den Schaumstoffproben zulassen, die aber doch ein grundsätzlich anderes Verhalten zeigen, wobei das monotone Ansteigen des Schluckgrades gegenüber der Welligkeit der Schaumstoff-Absorptionskurven im betrachteten Frequenzbereich bezeichnend ist.

Bei einem starren Skelett wird die Wandimpedanz Z einer Schicht von der Dicke l auf einer starren Wand durch die Beziehung

$$Z = \sqrt{K \varrho} \coth i \omega l \sqrt{\varrho / K} \quad (1)$$

beschrieben, wobei Kompressionsmodul K und Dichte ϱ der Luft komplex einzusetzen sind. ϱ ist durch den Ausdruck

$$\varrho = \frac{\chi \varrho_0}{\sigma} + \frac{\mathcal{E}}{i \omega} \quad (2)$$

definiert (\mathcal{E} spezifischer Strömungswiderstand, χ Strukturfaktor, σ Porosität und ϱ_0 statische Dichte der Luft) [2]. Dabei ist vereinfachend angenommen worden, daß der Strömungswiderstand im betrachteten Frequenzbereich unabhängig von der Frequenz ist. K wurde aus den Theorien von CRANDALL und KOSTEN für das Rayleigh-Modell übernommen und ist im mittleren Frequenzbereich ungefähr $= K_0 (0,9 + 0,1 \cdot i)$ [3] ($K_0 = 1,4 \cdot 10^6 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-2}$). Die Zerlegung der coth-Funktion ergibt einen Ausdruck von der Form

$$Z = \frac{A \sinh 2 \alpha l - B \sin 2 \beta l - i (A \sin 2 \beta l + B \sinh 2 \alpha l)}{\cosh 2 \alpha l - \cos 2 \beta l},$$

wobei A , B , α und β Funktionen von ω sind, die den Strukturfaktor und den Strömungswiderstand als Parameter enthalten. Durch die Periodizität der Kreisfunktionen in Zähler und Nenner ergibt sich ein Verhältnis von 1 : 3 : 5 für die Frequenzen der Grundresonanz und der Harmonischen (α ändert sich nur sehr wenig mit der Frequenz). Der Absorptionsgrad errechnet sich dann aus Real- und Imaginärteil R und X der Wandimpedanz in bekannter Weise zu

$$\alpha_0 = \frac{4 R (\varrho c)_{\text{Luft}}}{[R + (\varrho c)_{\text{Luft}}]^2 + X^2} \quad (4)$$

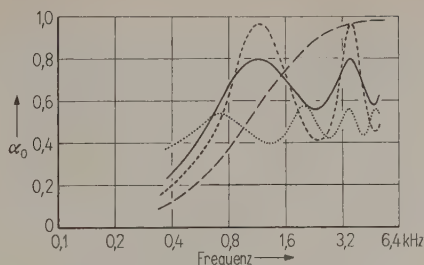


Bild 5. Absorptionsgrad von 2 cm dickem, porösem Material bei senkrechtem Schalleinfall, errechnet nach der Theorie für starres Skelett; Parameter: Strukturfaktor χ und spezifischer Strömungswiderstand \mathcal{E} ;
— — — $\mathcal{E} = 50 \text{ Rayl/cm}$, $\chi = 1$,
——— $\mathcal{E} = 100 \text{ Rayl/cm}$, $\chi = 10$,
- - - - $\mathcal{E} = 50 \text{ Rayl/cm}$, $\chi = 10$,
..... $\mathcal{E} = 200 \text{ Rayl/cm}$, $\chi = 30$.

Die errechneten Absorptionsgrade sind in Bild 5 für verschiedene Parameterwerte zusammengestellt. Vergleicht man sie mit den gemessenen Kurven, so sieht man, daß z. B. die Kurve für einen spezifischen Strömungswiderstand von 45 Rayl/cm in Bild 3 durch eine errechnete Kurve mit $\chi = 10$ und $\mathcal{E} = 100 \text{ Rayl/cm}$ qualitativ richtig wiedergegeben wird. Das Gleiche gilt für die Faserstoffkurve mit $\chi = 1$ und $\mathcal{E} = 50 \text{ Rayl/cm}$. Die Verschiebung der Absorptionsmaxima mit steigendem Strömungswiderstand nach tieferen Frequenzen hin wird durch die Theorie des starren Skelettes offenbar nicht richtig erfaßt, wie die theoretischen Kurven für $\mathcal{E} = 50$ und 100 Rayl/cm mit dem Strukturfaktor 10 zeigen. Ihre Maxima unterscheiden sich lediglich in der Höhe, in der Frequenzlage aber nur unwesentlich. Dagegen verschieben sich die Maxima mit wachsendem Strukturfaktor (vgl. die errechnete Kurve für $\chi = 30$ und $\mathcal{E} = 200 \text{ Rayl/cm}$). Es wäre denkbar, daß Strukturfaktor und Strömungswiderstand miteinander gekoppelt sind, also mit einem höheren Strömungswiderstand auch ein größerer Strukturfaktor verbunden ist.

Weiter wurden zur Untersuchung der Struktur der Kunststoffschäume nach dem Voluminometer-Prinzip Porositätsmessungen an den Kunststoffschäumen durchgeführt, und zwar wieder an den Proben mit Raumgewichten zwischen 25 und 60 kg/m^3 . Sie ergeben nahezu unabhängig vom Raumgewicht Porositäten, die unsystematisch zwischen 0,90 und 0,96 streuen. Bei den Proben mit den größten Raumgewichten konnten unter dem Mikroskop kaum noch unzerstörte Häutchen beobachtet werden. Errechnet man aus Porosität und Raumgewicht die Dichte des Skelett-Materials unter der Voraussetzung, daß keine abgeschlossenen Lufträume mehr im Schaumstoff enthalten sind, so ergibt sich hierfür ein Wert von etwa $1,2 \text{ g/cm}^3$. Da die leichteren Materialien die gleichen Porositäten aufweisen, müssen demnach

in ihnen noch abgeschlossene Lufträume vorhanden sein, die man äußerlich schwer beobachten kann, da sicher durch den Schneidvorgang immer verhältnismäßig mehr Häutchen an der Oberfläche zerstört werden als im Inneren.

Die elastischen Eigenschaften des Skeletts haben ZWIKKER und KOSTEN in der von ihnen entwickelten Theorie durch Einführung eines Kopplungsgliedes in den Schallfeld-Gleichungen berücksichtigt [2]. Dies führt auf eine biquadratische Gleichung für die komplexe Wellenzahl und damit zu je zwei Wellenarten im Skelett und in den Poren, die miteinander gekoppelt sind. Mit Hilfe der Randbedingungen für Druck und Schnelle an der starren Rückwand und an der Mattenoberfläche läßt sich eine komplizierte Formel für die Wandimpedanz der Matte ableiten. Führt man die sehr langwierige Rechnung unter vereinfachten Annahmen (Porosität = 1, Kompressionsmoduln für Skelett und Luft reell) durch, so ergibt sich zwar die zu erwartende spiralenförmige Ortskurve der Impedanz, die Realteile in Resonanz und Gegenresonanz, die ein Maß für die Dämpfung sind, werden jedoch nicht richtig wiedergegeben. Da der Aufbau der Kunststoffschäume schon sehr weit vom Rayleigh-Modell entfernt ist, für das die erwähnte Theorie abgeleitet wurde, sind Abweichungen zwischen Theorie und Praxis verständlich.

KOSTEN und JANSSEN haben unter den vereinfachenden Annahmen $\varrho_1 \gg \varrho_2$ und $K_1 \ll K_2$ (Index 1: Skelett, Index 2: Luft) gezeigt [4], daß der Absorptionsgrad bei tiefen Frequenzen durch die Elastizität des Skeletts größere Werte annimmt, als sie sich für starres Skelett errechnen, jedenfalls für Schichten dicker als 3 cm. Für die handelsüblichen Kunststoffschäume trifft die Annahme $K_1 \ll K_2$ nicht zu.

Vergleicht man die Messungen der Absorptionsgrade bei diffusem und bei senkrechtem Schalleinfall, so unterscheiden sich die beiderseitigen Frequenzabhängigkeiten ziemlich stark. Wie durch Messungen festgestellt wurde, streuen die Strömungswiderstände bei den schwereren Schaumstoffen teilweise erheblich. Dies hängt offenbar mit dem Aufschäumungsvorgang zusammen, der den Anteil an zerstörten Häutchen und damit den Strömungswiderstand bestimmt. Durch Walken der Matten, also durch Zerstörung weiterer Häutchen, ließ sich der Strömungswiderstand stets mehr oder weniger herabsetzen. Die Frequenzkurve der Absorption im diffusen Schallfeld ist sicher als Resultierende der den verschiedenen Strömungswiderständen zugeordneten unterschiedlichen Absorptionskurven der einzelnen Flächenelemente aufzufassen.

Werden die Proben, die bei den bisherigen Messungen im Impedanzrohr stets fest auf die starre Abschlußplatte des Rohres aufgeklebt waren, nur mit gutem seitlichem Randschluß in einen passenden

Ring vor der Abschlußplatte ohne Klebung eingesetzt, so verschiebt sich das Schluckmaximum in ziemlich unübersichtlicher Weise in der Frequenz. Dadurch, daß auch bei Anbringung großer Matten an den Hallraumflächen die Klebung nicht durchgehend gut ist, sondern in der Praxis mehr eine Art punktwiser Befestigung vorliegt, tritt aus dem angeführten Grunde eine weitere Streuung der Schluckmaxima in ihrer Frequenzlage in Erscheinung, die mit zu der verhältnismäßig glatten Frequenzabhängigkeit der Absorption im diffusen Schallfeld beiträgt.

2. Schaumstoffmatten mit Oberflächenbehandlung

Durch Abdeckung mit undurchlässigen Folien oder Farbanstrichen wird im allgemeinen der Schluckgrad poröser Schallschluckstoffe erheblich vermindert, es sei denn, man spannt dünne Folien lose darüber. Bei Foliendicken unter 0,1 mm z. B. ist die Masse-Impedanz der Folien so klein, daß erst oberhalb etwa 1500 Hz die Absorptionswirkung der darunter befindlichen Matten oder Platten merklich verringert wird. Hindert man dagegen die Folien am freien Schwingen, beispielsweise durch Aufkleben auf den Schaumstoff, liegen die Dinge wesentlich anders.

KOSTEN hat mit seinen Untersuchungen gezeigt [2], daß bei Schaumgummi mit kleinem Elastizitätsmodul und verhältnismäßig großer Dichte (100 bis 200 kg/m³) durch festaufgebrachte undurchlässige Folien geringen Flächengewichts besonders im unteren Frequenzgebiet beachtliche Erhöhungen der Schallschluckung gegenüber den offenen Schaumgummimatten erreicht werden können. Bei den hier untersuchten Kunststoffschäumen liegen qualitativ andere Bedingungen vor als bei den Schaumgummiversuchen KOSTENS. Aus der Dichte ϱ des Schaumstoffes und dem aus Vibrometeruntersuchungen bei der PTB ermittelten Elastizitätsmodul E , letzterer mit Werten von 0,5 bis $1,0 \cdot 10^7$ dyn/cm², ergibt sich eine Schallgeschwindigkeit im Schaumstoff von $c_s = \sqrt{E/\varrho} = 130$ bis 170 m/s. Bei den Schaumgummiversuchen lag die Dichte höher und der Elastizitätsmodul niedriger, so daß die Schallgeschwindigkeit nur etwa ein Drittel bis ein Viertel der hier untersuchten Kunststoffschäume betrug.

Betrachtet man den mit einer undurchlässigen Folie durch feste Klebung abgedeckten Schaumstoff so, als wenn er abgeschlossene Zellen hätte, so würden sich die Resonanzfrequenzen seiner Dicken-schwingung zu

$$f_{\text{res}} = \frac{2n-1}{4} \frac{c_s}{l} \quad (6)$$

errechnen, wenn l seine Dicke bedeutet. Im vorliegenden Falle läge für $E = 10^7$ dyn/cm² (unter Be-

rücksichtigung der Luftsteifigkeit), $n=1$ und $q=0,037$ die erste Resonanz bei etwa 2050 Hz, wenn 2 cm dicke Matten gemessen werden, und bei etwa 820 Hz für 5 cm dicke Matten. In Bild 6 sind Meßergebnisse mit aufgeklebter 0,05-mm-Folie für Matten mit 2,2 und 5 cm Dicke wiedergegeben. Um den Einfluß der Randberührung zu ermitteln, wurden die Proben einmal mit gutem Randschluß, aber ohne Kompression in das Impedanzrohr eingesetzt, zum anderen mit einem Luftspalt von etwa 0,5 bis 1 mm rings am Rande. In jedem Falle waren die Proben fest auf die Abschlußplatte aufgeklebt. Der Trocknungszustand dieser Klebung ist von großem Einfluß auf die Form der Resonanzkurve. Die Behinderung der freien Bewegung in den Randpartien des Kunststoffs äußert sich in einer Zunahme der Steifigkeit des Masse-Feder-Systems und damit einer Verlagerung der Resonanz zu höheren Frequenzen.

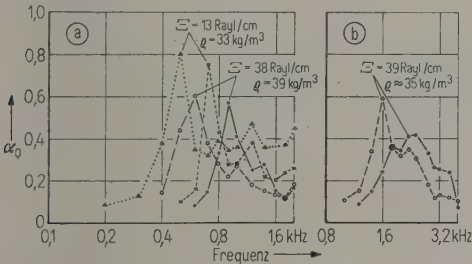


Bild 6. Schallabsorptionsgrad von porösen Kunststoffschäumen mit aufgeklebter undurchlässiger Folie (0,05 mm); Probendicken (a) 5,0 cm, (b) 2,2 cm;
 $\triangle \cdots \triangle$ } ohne Randberührung,
 $\circ \cdots \circ$ } mit Randberührung.
 $\times \cdots \times$ }
 $\bullet \cdots \bullet$ }

Vergleicht man die gemessenen Resonanzfrequenzen der randfreien Schwingungen mit den aus Dichte und Elastizitätsmodul zu erwartenden Dickenresonanzen, so entsprechen die gemessenen Frequenzen (1600 bzw. 500 Hz) niedrigeren dynamischen Elastizitätsmoduln. Die Steifigkeit der Abdeckfolie dürfte dabei in jedem Falle zu vernachlässigen sein. Die Anwendung der Theorie der Dickenschwinger auf die porösen elastischen Schaumstoffe mit abgedeckter Oberfläche ist natürlich nicht ganz exakt. Die Theorie nach KOSTEN für solche Anordnungen entspricht dem oben angedeuteten Gang der Ableitung für offene Oberflächen, wobei nur die Randbedingungen an der Oberfläche entsprechend geändert sind. Eine solche Rechnung ist wegen des großen Aufwandes noch nicht durchgeführt worden, so daß bisher kein Vergleich mit den Meßergebnissen möglich ist. Bei spezifischen Strömungswiderständen unter 100 Rayl/cm überwiegt offenbar der Einfluß der porösen Absorption, während anscheinend bei höhe-

ren Strömungswiderständen die Dickenresonanz des elastischen Skeletts bemerkbar wird. Wie besonders aus Bild 4 hervorgeht, stimmen bei diesen Stoffen die zweiten Maxima ungefähr mit der Dickenresonanz überein, woraus sich vielleicht auch die größere Höhe dieser zweiten Maxima erklärt.

In einem anderen Zusammenhang ist die Messung von Resonanzfrequenz und Bandbreite der Absorption abgedeckter Schaumstoffe von Interesse: sie kann, wenn der Einfluß der Luftschwingungen in den Poren als vernachlässigbar erwiesen ist, eine ergänzende Methode zur Messung von Elastizitätsmodul und Verlustfaktor für Schaumstoffe liefern, die bisher hauptsächlich nach der Vibrometer-Methode und daher nur bis maximal 300 bis 500 Hz herauf gemessen werden konnten.

Zur Abdeckung der Schaumstoffmatten werden auch gelochte Folien verwendet. Um von störenden Sekundäreffekten, wie z. B. Mitschwingen der gelochten Abdeckung frei zu kommen, wurden die Messungen im 80-mm-Rohr an gelochten Aluminiumplatten durchgeführt, die unter guter Randsdichtung ohne Luftzwischenraum unmittelbar vor die Schaumstoff- bzw. Mineralfaserprobe gesetzt waren. Ferner wurden Messungen an einer gelochten, 12 mm dicken Rigipsplatte mit 5,4 cm Wandabstand und vollständiger Hinterfüllung mit Schaumstoff und mit Mineralfaserplatten vorgenommen. In Bild 7 sind außerdem zum Vergleich Absorptionsgrad-Messungen an den gleichen Lochplatten ohne Hinterfüllung, aber mit gleichem Abstand (2,2 cm bzw. 5 cm) vom starren Rohrschluß mit eingetragen. Der Lochungsgrad p der 3 mm dicken Metallplatte betrug 8,3% bei 5 mm Lochdurchmesser, der der Rigipsplatte

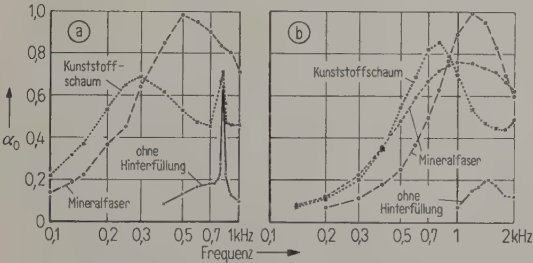


Bild 7. Schallabsorptionsgrad von Kunststoffschaum und Mineralfaserplatten mit davorgesetzter Lochplatte:
(a) 18% gelochte Rigipsplatte, 12 mm dick, 5,4 cm Wandabstand;
 $\times \cdots \times$ $S=34$ Rayl/cm, $\rho=28$ kg/m³,
 $\circ \cdots \circ$ $S=16$ Rayl/cm, $\rho \approx 100$ kg/m³.
(b) 8,3% gelochte Aluminiumplatte, 3 mm dick, 2,2 cm Wandabstand;
 $\times \cdots \times$ $S=32$ Rayl/cm, $\rho \approx 36$ kg/m³,
 $\circ \cdots \circ$ $S \approx 20$ Rayl/cm, $\rho \approx 100$ kg/m³,
 $\bullet \cdots \bullet$ $S \approx 75$ Rayl/cm, $\rho \approx 200$ kg/m³.

18% bei 12 mm Löchern. Die gemessenen Resonanzfrequenzen der nicht hinterfüllten Lochplatten betragen 1450 Hz und 700 Hz, während diese Frequenz theoretisch für die 3-mm-Platte bei 1250 Hz liegen müßte. Bei der 12-mm-Platte ist die Übereinstimmung gut. Die scharfe Resonanzspitze in Bild 7 a, die dicht neben der Resonanzfrequenz der Rigipsplatte ohne Hinterfüllung liegt, ist eine Biegeresonanz der Lochplatte. Die Absorptionswirkung ohne Hinterfüllung ist wie zu erwarten sehr gering. Bei Schaumstoff-Hinterfüllung verschiebt sich die Resonanz ziemlich stark bis herab zu etwa 300 Hz, bei der Rigipsplatte bis 300 Hz.

Die Resonanzverschiebung kann durch Annahme eines Strukturfaktors erklärt werden. Die Resonanzfrequenz der Kombination von Lochplatte und Hinterfüllung der Dicke l vor der starren Abschlußplatte läßt sich aus der Wandimpedanz Z der Anordnung berechnen. Z setzt sich additiv aus der Impedanz Z_L der Lochplatte und der Impedanz Z_{HF} der Hinterfüllung zusammen. Zur Errechnung der Resonanzfrequenz muß die Summe der Imaginärteile gleich Null gesetzt werden.

$$\text{Im}(Z_L) + \text{Im}(Z_{HF}) = 0. \quad (7)$$

Unter Benützung folgender Bezeichnungen:

$t^* = t + \Delta t$ effektive Lochlänge, t Lochplattendicke, $\Delta t = 1,7 r_0 [1 - 0,43 (r_0/a)]$ Mündungskorrektur [5] mit r_0 Lochradius, a Lochabstand, χ Strukturfaktor und σ Porosität wird

$$t^* = t + \frac{\Delta t}{2} \left(1 + \frac{\chi}{\sigma} \right), \quad (8)$$

da sich für die innere Mündungskorrektur die Luftdicke scheinbar um den Faktor χ/σ erhöht. Die Masseimpedanz der Lochplatte ergibt sich dann zu (p Lochungsgrad)

$$\text{Im}(Z_L) = \frac{\omega \rho_0 t^*}{p}. \quad (9)$$

Aus der Resonanzfrequenz der Lochplatten-Anordnungen lassen sich Werte für den Strukturfaktor ermitteln, indem man Gl. (7) graphisch löst durch Zeichnen der Kurvenscharen, die sich mit χ und Σ als Parametern ergeben, wobei für $\text{Im}(Z_{HF})$ die Werte nach Gl. (3) genommen wurden. Bei der Aluminiumplatte wird ein Wert gefunden, der mit $\chi = 3$ bis 5 niedriger liegt als der durch den Kurvenvergleich in Abschnitt I ermittelte von 10 bis 12. Die Resonanzfrequenz der Rigipsplatten-Anordnung dagegen führt auf einen Wert, der mit $\chi \approx 10$ mit

den Ergebnissen des Abschnitts I in recht guter Übereinstimmung steht. Es wäre denkbar, daß der Oberflächenschicht der Matten, die für die Mündungskorrektur besonders bei kleinerem Lochdurchmesser wesentlich ist, wegen der mechanischen Beanspruchung beim Herstellungsvorgang ein geringerer Strukturfaktor zugeordnet werden muß als dem Matteninnern.

Eine andere Erklärungsmöglichkeit ist die, daß die Lochplatte wie eine Erhöhung des Strömungswiderstandes an der Oberfläche wirkt, wodurch gleichfalls eine Verlagerung des ersten Absorptionsmaximums nach tieferen Frequenzen hin (vgl. Abschnitt 1) bewirkt wird. Die gleichen Effekte wurden an Schaumstoffmatten mit aufgetragenen PVC-Folien beobachtet. Die Folien waren beim Aufbringen etwas porös geworden. Eine dritte Erklärungsmöglichkeit, die sich auch in der Literatur findet, macht das Mitschwingen von Teilen der Hinterfüllung verantwortlich für das Verschieben der Resonanzlage nach niedrigeren Frequenzen. In den beiden letzten Fällen ist allerdings nicht recht verständlich, warum der Effekt bei Schaumstoff-Hinterfüllung so wesentlich stärker sein soll als bei Faserstoffen. Weitere Untersuchungen sind notwendig, um die bisher teilweise nur qualitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung auch quantitativ herzustellen.

Das Photo des Bildes 1 wurde dankenswerterweise von der Fa. Continental-Gummiwerke AG, Hannover, zur Verfügung gestellt, die auch die Genehmigung gab, in ihrem Auftrage durchgeführte Messungen für diese Veröffentlichung zu benutzen.

(Eingegangen am 14. Februar 1958.)

Schrifttum

- [1] PAFFRATH, H. W., Offenellige Schaumstoffe für akustische Zwecke im Bauwesen. Kunststoffe 47 [1957], 638.
- [2] ZWIKKER, C. und KOSTEN, C. W., Sound absorbing materials. Elsevier, New York/Amsterdam 1949. CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Band III. S. Hirzel Verlag, Leipzig 1950.
- [3] KOSTEN, C. W., in „Technical aspects of sound, Band 1“, herausgegeben von E. G. RICHARDSON. Elsevier, New York/Amsterdam 1953, S. 66.
- [4] KOSTEN, C. W. und JANSSEN, J. H., Acoustic properties of flexible and porous materials. Acustica 7 [1957], 372.
- [5] INGÅRD, U. und BOLT, R. H., Absorption characteristics of acoustic material with perforated facings. J. acoust. Soc. Amer. 23 [1951], 533.

FRONT-BACK DISCRIMINATION OF THE HEARING SYSTEM

by J. F. BURGER

National Physical Research Laboratory, Pretoria, South Africa

Summary

Tests were carried out in an anechoic chamber to determine whether head movements and directional characteristics of the outer ear were sufficient to explain an observer's ability to discriminate between signals from the front and from behind. The results obtained, especially at lower frequencies, seem to indicate that these two factors alone do not explain the phenomenon completely.

Sommaire

On a effectué des essais dans une chambre sans échos pour déterminer si les mouvements de la tête où les caractéristiques directives de l'oreille extérieure suffisent à expliquer la faculté que possède une personne qui écoute de juger si un son vient de l'avant ou de l'arrière. Les résultats obtenus, particulièrement ceux obtenus aux basses fréquences, semblent indiquer que les deux facteurs ci-dessus ne suffisent pas à expliquer complètement cette faculté de discrimination.

Zusammenfassung

In einem reflexionsfreien Raum wurden Versuche ausgeführt, um zu prüfen, ob die Fähigkeit eines Beobachters, von vorn und von hinten kommende Signale zu unterscheiden, durch Kopfbewegungen und durch die Richtungsempfindlichkeit des Außenohres genügend erklärt werden kann. Die erhaltenen Ergebnisse scheinen — insbesondere bei tiefen Frequenzen — anzuzeigen, daß diese beiden Faktoren allein dieses Phänomen nicht vollständig erklären.

A listener's ability to determine whether sounds reach him from the front or from behind is usually ascribed to two factors [1], [2]:

- (i) An apparent shift to the left or the right of the sound source when the head is rotated. and
- (ii) the directional characteristics of the outer ear.

It was thought that these factors were insufficient to give a complete explanation of the process, for the following reasons:

If a listener holds his head perfectly still, he apparently has no difficulty in recognising the direction of a sound. If head movements play any role, they must then be involuntary and very small. For the directional characteristics of the ear to have any effect, the signal must contain high frequency components and its tone colour must be well known to the listener for him to be able to decide whether the source is in front of him or behind him.

In order to obtain some information on this problem, a series of tests has been carried out in the anechoic chamber at Göttingen, Germany¹, and a brief summary of the procedure and the results obtained are given below.

The observer was seated in the centre of the room, with two loudspeakers about 3 ft apart in front of him, and two, also 3 ft apart, behind him. The di-

stance of the loudspeakers from the observer was about 18 ft, and instead of being directly in front of and directly behind the listener they were offset about 5 ft from the centre position. As far as azimuth was concerned, all sounds came from the right.

This arrangement was adopted because placement of observer and loudspeakers in a straight line would result in sounds coming directly from the front or directly from behind. Under these conditions of practically zero delay time between the two ears, a slight angular displacement of the observer's head could result in a left-right instead of a front-back judgement, even though the observer was not necessarily aware of this. Two of the four loudspeakers were dummies, but the observers did not realise this. The reason for the two dummy loudspeakers was that the differences in path length to the two ears were not necessarily the same for sounds coming obliquely from the front and behind, and it could therefore be just possible that listeners would judge on the basis of apparent variation in angle of incidence rather than on a purely front-back impression. With the set-up as described, the observer could now not be sure whether any apparent change in angle was due to the second loudspeaker or to a front-back change.

The signals used in the tests consisted of octave bands of filtered white noise. Twelve bands were used; their frequency limits are shown in Fig. 1. Wide-band noise pulses of 100 ms duration were passed through the octave filter with which the

¹ The author wishes to express his gratitude to Prof. Dr. E. MEYER of the IIIrd Physical Institute for his permission to do this work in the Göttingen laboratories.

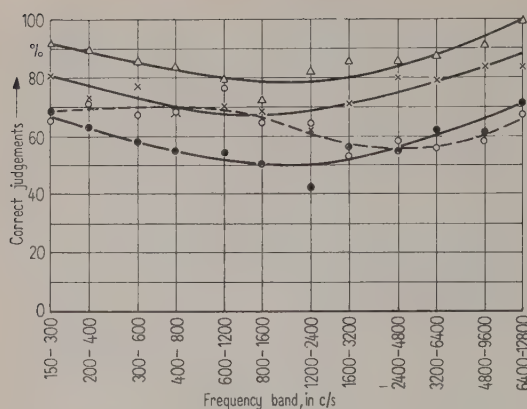


Fig. 1. The front-back discrimination of about 15 observers under different listening conditions:

- △—△ Head free, both ears free,
- ×—× Head clamped, both ears free,
- Head clamped, one ear covered and masked,
- Head free, both ears covered.

desired band was selected, and which also served to eliminate the high frequency components introduced by the switching process.

During a test series a listener was presented with each band six times—three times from the front and three times from behind. Three different levels were used for each direction, these levels being about 30, 50 and 60 dB above the hearing threshold for the particular band.

If a signal were heard first from one direction and immediately thereafter from the other the change in tone colour would be most easily recognised and would thereby furnish a clue as to the direction of the sound. Variations in loudness due to the shadow of the skull or the outer ear could also facilitate front-back discrimination. In order to reduce these factors, no two successive pulses had the same level or the same frequency band. The sequence of octave bands was chosen arbitrarily for each observer and successive bands were always at least an octave apart. It was hoped that by this combination of frequency and level variation the effects of memory and previous experience could be substantially reduced. The observers were required to give a decision after each pulse that they heard. The investigations were carried out under four different sets of conditions:

- (i) The head of the observer was clamped tightly in a fork attached to the chair in which he was seated. Both ears were left free.
- (ii) The head of the observer was clamped as before, but the ear away from the loudspeakers was covered by an earphone, which was fed with wide-band random noise of suf-

ficient intensity to mask the covered ear completely at all frequencies used in the tests.

- (iii) The head of the observer was completely free, but his ears were covered by earphones. No signal was fed to the earphones—they merely served as a cover for the outer ear, and the observer listened to pulses from the loudspeakers as before.
- (iv) The head and ears of the observer were completely free, but he was asked to refrain from excessive head movements.

The results obtained are shown in Fig. 1. From 11 to 15 observers were used to obtain each curve, and as far as possible the same observers were used throughout. Smooth curves are shown drawn through the experimentally obtained points. An interesting point about all the curves is that the directional impression in the low-frequency bands is surprisingly good—better, in fact, than in the range 300 to 3000 c/s. Clamping the head while the ears are left free reduces discrimination at all frequencies, and when listening with one ear only with the head clamped, the observer apparently has no impression of direction over a large part of the band. (50% would correspond to absolute uncertainty and 75% may be taken as the point where 50% of the observers are always right.)

The above results seem to indicate that head movements are of supreme importance—any effect due to very small movements being wellnigh completely eliminated when one ear is covered, and as is seen covering one ear reduces discrimination to something just slightly better than wild guessing. However, when both ears are quite covered with headphones and the head is left quite free, the discrimination is still remarkably poor.

No systematic relation between level and ability to discriminate between front and back could be found.

Although it is clear that both head movements and the effect of the physical shape and size of the outer ears contribute to the ability of a listener to discriminate between sounds coming from the front and back, they do not seem to give a complete explanation of the phenomenon.

This article is published with the kind permission of the South African Council for Scientific and Industrial Research.

(Received January 1st, 1958.)

References

- [1] KIETZ, H., Das räumliche Hören. *Acustica* 3 [1953], 79–81.
- [2] KLENSCH, H., Beitrag zur Frage der Lokalisation des Schalles im Raum. *Pflügers Archiv* 250 [1948], 492–500.

MESSUNG DER ULTRASCHALLINTENSITÄT MIT DEM HITZDRAHT

von J. SCHREINER

I. Physikalisches Institut der Universität Wien

Zusammenfassung

Ein Literaturüberblick zeigt, daß sich aus den bisher vorliegenden Arbeiten kein klares Bild über den Zusammenhang zwischen Schallintensität und der an einem vorgeheizten Draht infolge Abkühlung sich ergebenden nichtperiodischen Widerstandsänderung gewinnen läßt.

Zwecks Verwendung des Hitzdrahtes zur Absorptionsmessung im Ultraschallinterferometer wurden Eichmessungen bei einer Frequenz von 287,75 kHz in trockenem Kohlendioxyd durchgeführt. Als Maß für die Schallintensität wurde die dem Ultraschallquarz zugeführte elektrische Leistung unter direkter Messung von Strom, Spannung und Phasenwinkel mit dem Kathodenstrahloszillographen ermittelt. In einem für Meßzwecke genügend großen Bereich niedriger Schallintensität zeigte sich ein linearer Zusammenhang mit der am Hitzdraht gemessenen Spannungsänderung. Es wird nachgewiesen, daß gerade dieses einfach gesetzmäßige Verhalten den Hitzdraht zur Messung der Schallabsorption im Interferometer wenig geeignet macht. Bei höheren Schallintensitäten zeigte sich kein einfach gesetzmäßiges Verhalten.

Summary

A survey of the literature shows, that no clear picture can be derived from the publications known so far on the relations between sound intensity and the non-periodic change of resistance of a pre-heated wire due to cooling.

In order to make use of the hot-wire in absorption measurements with the ultrasonic interferometer calibration measurements were carried out at 287.75 kc/s in dry carbon dioxide. As a measure for the sound intensity the electric input power of the quartz transmitter was determined by directly measuring current, voltage and phase with the help of a cathode ray oscilloscope. Over a range of lower intensities — broad enough for experimental purposes — a linear relation between the sound intensity and the change of voltage at the hot-wire was found. It is, however, proved that this simple relationship makes the hot-wire unsuited to measure the sound absorption with the interferometer. At higher intensities no simple relationship was found.

Sommaire

Un examen de la littérature du sujet montre que les publications faites jusqu'à présent ne permettent pas de se faire une idée nette de la relation existant entre l'intensité sonore et la variation non périodique de résistance électrique que subit du fait de son refroidissement un fil préalablement chauffé.

En vue d'utiliser le fil chaud pour mesurer l'absorption dans l'interféromètre à ultrasons, on a fait des étalonnages à la fréquence 287,75 kHz dans du gaz carbonique sec. On a pris comme mesure de l'intensité sonore la puissance électrique fournie au quartz ultrasonore, en mesurant directement à l'oscillographe cathodique l'intensité du courant, la tension et l'angle de phase. On a trouvé une relation linéaire avec la variation de tension mesurée au fil chaud, dans une gamme de faibles intensités sonores suffisamment étendue pour les besoins des mesures. On montre que ce comportement simple rend précisément l'utilisation du fil chaud peu appropriée à la mesure de l'absorption dans l'interféromètre. Aux grandes intensités sonores, il n'y a par contre pas de relations simple de ce genre.

1. Literaturüberblick

Im Rahmen einer Arbeit über Schallabsorption in Kohlendioxydgas sollten auch Hitzdrähte als Schallmeßgerät verwendet werden, wie dies besonders von RICHARDSON [4], [7] empfohlen wird. Ein dünner geheizter Draht erfährt im Schallfeld neben einer bei hohen Frequenzen sehr geringen periodischen Temperaturänderung eine Erniedrigung seiner mittleren Temperatur. Nur dieser sogenannte „konstante“ Kühleffekt wird hier betrachtet. Durch diese Temperaturänderung ergibt sich bei möglichst konstant gehaltenem Heizstrom (hoher Vorschalt-

widerstand) eine Spannungsänderung ΔU , die in Kompensationsschaltung gemessen wird. Der Vorteil liegt in der kaum merklichen Störung des Schallfeldes durch den Hitzdraht von 0,003 bis 0,01 mm Durchmesser.

Diesbezügliche Eichmessungen wurden von GOLDBAUM und WAETZMANN [3] in stehenden Schallwellen für Frequenzen von 500 bis 1000 Hz und in einer ganz analogen Arbeit von MÜLLER [5] sowie von MÜLLER und WAETZMANN [6] ausgeführt. Nach diesen gilt mit guter Näherung, daß die Widerstandsänderung proportional zum Quadrat der Schall-

schnelle ist. BERGMANN [1] gibt an, daß nach Messungen von RICHARDSON die Widerstandsänderungen zur Schallschnelle proportional seien. RICHARDSON berichtet in der diesbezüglichen Arbeit [7] über Messungen bei 98 kHz in O₂ und CO₂ und gibt an, daß der Zusammenhang zwischen Schallschnelle und Widerstandsänderung, ausgenommen bei kleinsten Amplituden, linear sei. Aus den graphisch mitgeteilten Meßergebnissen geht der lineare Zusammenhang aber nicht überzeugend hervor. Keine Absolutwerte werden mitgeteilt, aus denen sich der Bereich kleinster Schallintensitäten abgrenzen ließe. Der Hitzdraht wird unter den angegebenen Voraussetzungen zur Schallabsorptionsmessung in Gasen benutzt. In einer jüngeren Arbeit geben MATTA und RICHARDSON [4] an, daß die Widerstandsänderung zur Schallleistung des Quarzes, also zum Quadrat der Schallschnelle, proportional sei. Die in den diesbezüglichen Diagrammen wiedergegebenen Kurven stellen aber quadratische Funktionen mit für Meßzwecke nur ungenügender Näherung dar. Die Schalleistung wurde dabei über eine Spannungsmessung am Quarz ermittelt.

Die im Ultraschallbereich vorliegenden Messungen ergeben also kein klares Bild und keine quantitativen Anhaltspunkte. Es mag verwunderlich erscheinen, daß sich bei diesen im Prinzip doch einfachen Messungen Unstimmigkeiten ergeben. Diese dürften in der Unsicherheit der Schallintensitätsmessung ihre Ursache haben, bei der leicht beträchtliche Fehler unterlaufen können.

2. Hochfrequenzleistungsmessung

Die Messung der Spannungsänderungen am Hitzdraht macht keine Schwierigkeiten, da sie von der Größenordnung 10⁻² V sind. Da kein Gerät zur Verfügung steht, mit dem die Schallintensität direkt verläßlich gemessen werden könnte, muß die am Quarz abgegebene elektrische Leistung als Maß dafür bestimmt werden. Es wird also vorausgesetzt, daß die durch die Quarzhalterung bedingte Verlustleistung zur Gesamtleistung proportional sei. Um diese mögliche Fehlerquelle auf ein Mindestmaß zu reduzieren, wurde der einseitig abstrahlende Quarz so dämpfungsarm wie möglich gehalten. Für eine genaue Messung der hier auftretenden kleinen Leistungen bis herab zur Größenordnung von 10⁻² W erweisen sich die thermischen Wattmeter als wenig geeignet. Mit dem Kathodenstrahloszillographen lassen sich nach der Schaltung in Bild 1 auch kleinste

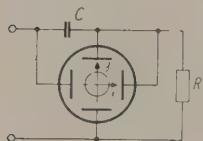


Bild 1. Schaltung zur HF-Leistungsmessung mit dem Kathodenstrahloszillographen.

Hochfrequenzleistungen ohne Schwierigkeit praktisch verlustlos messen: Der vom Hochfrequenzgenerator über den Verbraucher mit der Impedanz R fließende Strom I erzeugt an der Kapazität C (einschließlich der Plattenkapazität) einen zu I proportionalen Spannungsabfall U_x . Die am Verbraucher liegende Spannung U_y liegt am anderen Plattenpaar. Die Fläche der am Bildschirm entstehenden Lissajouschen Figur ist zu der am Verbraucher abgegebenen Leistung proportional; obwohl der Quarz mit gut sinusförmiger Spannung angeregt wurde, sei gezeigt, daß dies auch für nicht sinusförmigen Spannungsverlauf gilt: Durch C und R fließt der Strom

$$I = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \cos(n \omega t + \alpha_n). \quad (1)$$

Die zur Spannung am Kondensator C proportionale Horizontalablenkung ist dann

$$\begin{aligned} x &= k_x U_x = k_x \sum_n \frac{I_n}{n \omega C} \cos\left(n \omega t + \alpha_n - \frac{\pi}{2}\right) = \\ &= k_x \sum_n \frac{I_n}{n \omega C} \sin(n \omega t + \alpha_n). \end{aligned} \quad (2)$$

Die Vertikalablenkung ist analog

$$y = k_y U_y = k_y \sum_n I_n R_n \cos(n \omega t + \alpha_n + \varphi_n). \quad (3)$$

Berechnet man die Ablenkgeschwindigkeiten \dot{x} , \dot{y} und daraus die Fläche der Lissajouschen Figur zu

$$F = \left| \int_0^{2\pi/\omega} (\dot{x} y - x \dot{y}) dt \right|, \quad (4)$$

so erhält man unter Benutzung der Orthogonalitätseigenschaften nach ohne Schwierigkeit durchführbarer Rechnung

$$F = \frac{2 \pi k_x k_y}{C \omega} \sum_n I_n^2 R_n \cos \varphi_n. \quad (5)$$

Die Summe stellt die an R abgegebene Leistung dar. Der Proportionalitätsfaktor kann durch eine Messung bestimmt werden, indem man den Verbraucher durch einen rein ohmschen Widerstand bekannter Größe ersetzt; aus der an ihm gemessenen Spannung (kann aus dem Schirmbild entnommen werden), die allerdings sinusförmig sein muß, kann die Leistung berechnet und die Größe des Schirmbildes in Leistungseinheiten geeicht werden. Das Schirmbild (horizontal liegende Ellipse) zeigt, ob wirklich $\cos \varphi = 1$ war.

Zur Messung wurden die Spannungen ohne Verstärker, die durch mangelnde Phasenreinheit Fehler verursachen könnten, direkt an die Ablenkplatten gelegt. Die vorausgesetzte Proportionalität der Ablenkung wurde überprüft. Es wurde die Röhre DG 18-14 mit 18 cm Bildschirmdurchmesser bei Ausnützung eines Bereiches von 7 cm Durchmesser verwendet. Durch Beobachtung des Schirmbildes bei

angelegter Hochfrequenzspannung, aber verstimmtem Generator, also nichtschwingendem Quarz, überzeugt man sich, daß keine Fehler verursachende Verlustleistung vorhanden ist: Das Oszillogramm muß eine gerade Strecke ergeben. Die Schalleistung wurde dann stufenweise erhöht, die zugehörigen Spannungsänderungen am Hitzdraht durch Kompensation auf 10^{-5} V genau gemessen und das Schirmbild bei stets gleicher Kamerastellung photographiert. Die Aufnahmen wurden auf kartonstarkes Papier vergrößert, längs Strichmitte ausgeschnitten und durch Wägung wurde ihre Fläche bestimmt. Dies erwies sich genauer als die Verwendung eines Polarplanimeters. Vergleichsmessungen ergaben bei einer mittleren Leistungsgröße von 0,03 W einen mittleren Fehler von 1,2%, was in Anbetracht der Langwierigkeit des Verfahrens als recht befriedigend und hauptsächlich durch die Ungenauigkeit in der Flächenmessung bedingt angesehen werden kann.

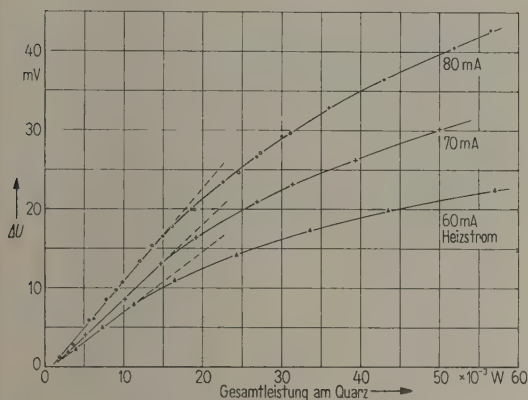


Bild 2. Spannungsänderung ΔU am Hitzdraht für verschiedene Heizströme als Funktion der dem Quarz zugeführten elektrischen Gesamtleistung.

3. Der Kühleffekt als Funktion der Schallintensität

Bild 2 gibt die Meßergebnisse in graphischer Darstellung für einen größeren Schallintensitätsbereich und verschiedene Hitzdrahtstromstärken wieder. Die Messungen wurden im Ultraschallinterferometer unter folgenden Bedingungen ausgeführt: Quarz, rund in X-Schnitt mit einseitig strahlender Stirnfläche von 1,85 cm Radius, CO_2 sorgfältig gereinigt und durch 48 Stunden über P_2O_5 getrocknet, Druck 752 Torr, Temperatur $20,5^\circ\text{C}$, Hitzdraht aus Platin von 0,4 cm Länge und 0,01 mm Durchmesser in 1,700 cm Abstand vom Quarz, Reflektor in 4,500 cm Entfernung vom Quarz, Energieabsorptionskoeffizient des Gases $2\alpha\lambda = 0,062$. Die Hitzdrahttemperatur als Funktion des Heizstromes wurde nach dem für Widerstandsthermometer üblichen Verfahren gemessen; die Erwärmung t über die Gastempera-

tur gehorchte der Funktion

$$\lg t = 2 \lg I + 4,5921 \pm 0,012$$

(I in Ampere, mittlerer Fehler über einen Bereich $20^\circ\text{C} \leq t \leq 280^\circ\text{C}$). Die Messungen zeigen für kleine Schallintensitäten eine dazu lineare Änderung der Hitzdrahtspannung. Ein linearer Zusammenhang mit der Schallschnelle, also mit \sqrt{N} , läßt sich auch bei größeren Schallintensitäten in dem hier durchgemessenen Bereich nicht feststellen. In der Kurve für 80 mA Heizstrom stammen die hellen bzw. dunklen Kreise von verschiedenen Meßserien; sie zeigen gute Reproduzierbarkeit der Messungen.

Nach den Messungen des Bildes 2 fiel es auf, daß die lineare Extrapolation der Kurven den Ursprung nicht trifft. Das Verhalten bei sehr niedrigen Schallintensitäten, die ja für Meßzwecke im allgemeinen nur verwendet werden, wurde daher genauer untersucht: Bei sonst unveränderten Verhältnissen wurde der Schwingquarz durch eine Lochblende von 0,11 cm Radius abgedeckt, so daß bei unverändertem Leistungsmeßbereich (dieser ist durch die Ablenkempfindlichkeit der verwendeten Kathodenstrahlröhre ohne Verstärker bestimmt) wesentlich kleinere Schallintensitäten auf den Hitzdraht einwirkten. Bild 3 gibt die Meßergebnisse wieder, die an Hand der ΔU -Werte in die von Bild 2 eingeordnet werden können. Unter Weglassung der niedersten Meßwerte ist die Annäherung der Kurven durch Gerade mit einem mittleren Fehler von 1% möglich. In diesem Bereich zeigt also der Hitzdraht ein für die Verwendung als Meßgerät wünschenswertes einfach gesetzmäßiges Verhalten. Da Schallabsorptionsmessungen im Interferometer nach dem bekannten Verfahren von HUBBARD nur eine Relativmessung von Differenzen erfordern, scheint der Hitzdraht ohne vorherige Eichung bei Einhaltung der nach Bild 3 zulässigen Spannungsänderungen ΔU dafür geeignet, der lineare Zusammenhang sogar einem direkt proportionalen gleichwertig.

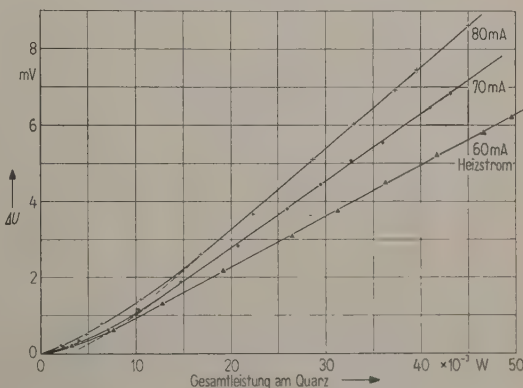


Bild 3. Spannungsänderung am Hitzdraht bei kleiner Schallintensität.

4. Eine Folgerung für die Verwendung des Hitzdrahtes zur Schallabsorptionsmessung im Interferometer

Die Anwendung der HUBBARDschen Theorie des Interferometers (in strengerer Form bei BORGNIS [2]) auf die Absorptionsmessung macht neben der Annahme eines ebenen Schallfeldes noch mehrere Voraussetzungen nötig, die bei Verwendung eines zeitlich unveränderlichen Schallfeldes wegfallen. RICHARDSON [4], [7] empfahl und verwendete daher ein Interferometer, in dem das Schallfeld zwischen Quarz und feststehendem Reflektor bei konstanter Frequenz mittels eines hindurch bewegten Hitzdrahtes ausgemessen wird. Es gilt dann unter der Voraussetzung, daß die vom Quarz in x -Richtung bei $x=0$ ausgesandte Welle eben ist, an der Quarzoberfläche die Amplitude der Schallschnelle V_0 hat, am ebenen Reflektor in der Entfernung $x=l$ vollständig reflektiert wird und der Amplitudenabsorptionskoeffizient α cm^{-1} ist:

Schnelle der ausgesandten Welle

$$v_a = V_0 e^{-\alpha x} e^{j\omega[t-(x/c)]}, \quad (6)$$

Schnelle der reflektierten Welle

$$v_r = V_0 e^{-\alpha(2l-x)} e^{j\omega[t+(x/c)-\varphi]}. \quad (7)$$

Die an der Stelle x resultierende Schallschnelle $v = v_a + v_r$ ergibt sich nach Bestimmung von φ aus der Bedingung $v(l, t) = 0$. Ihr Amplitudenquadrat lautet

$$V^2(x) = V_0^2 \left[e^{-2\alpha x} - 2 e^{-2\alpha l} \cos \frac{4\pi}{\lambda} (l-x) + e^{-2\alpha(2l-x)} \right]. \quad (8)$$

Die Maxima bzw. Minima dieser Funktion liegen näherungsweise auf den Kurven

$$\begin{aligned} V_{\max}^2 &= 4 V_0^2 e^{-2\alpha l} \cosh^2 \alpha(l-x), \\ V_{\min}^2 &= 4 V_0^2 e^{-2\alpha l} \sinh^2 \alpha(l-x). \end{aligned} \quad (9)$$

Mißt man an zwei Stellen x_1 und x_2 die Ordinaten-differenz $\delta V = V_{\max} - V_{\min}$, so gilt

$$\begin{aligned} \delta V(x_1) &= 2 V_0 e^{-\alpha(2l-x_1)}, \\ \delta V(x_2) &= 2 V_0 e^{-\alpha(2l-x_2)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Bildet man den Quotienten $\delta V_1 / \delta V_2$ und logarithmiert, so erhält man den Absorptionskoeffizienten

$$\alpha = \frac{\ln \delta V_1 - \ln \delta V_2}{x_1 - x_2}. \quad (11)$$

Besteht demnach zwischen der Spannungsänderung am Hitzdraht und der Amplitude der Schallschnelle ein linearer Zusammenhang, so ist α durch eine relative Messung von Differenzen nach Gl. (11) bestimmbar, so wie dies auch möglich ist, wenn der Reflektor bewegt und in üblicher Weise die dadurch

bedingten Impedanzänderungen des Interferometers registriert werden.

Nun existiert aber nach den in Bild 2 wiedergegebenen Messungen ein solcher linearer Zusammenhang nicht. Es muß vielmehr nach den in Bild 3 wiedergegebenen Messungen bei Einhaltung des dort ersichtlichen Meßbereiches

$$\Delta U = k V^2(x) + d \quad (12)$$

gesetzt werden. Aus den Gl. (9) folgt dann als zu Gl. (10) analoger Ausdruck

$$\delta V^2(x) = V_{\max}^2 - V_{\min}^2 = 4 V_0^2 e^{-2\alpha l} = \text{const } \delta(\Delta U).$$

Die periodischen Änderungen der Hitzdrahtspannung erweisen sich also als von x unabhängig; dies heißt aber, daß auf diese Weise nicht gemessen werden kann. Es wäre natürlich möglich, die Kurven (9) selbst statt nur ihre Differenzen auszumessen. Damit aber fiele ein wesentlicher Vorteil der interferometrischen Absorptionsmessung weg, die Meßgenauigkeit wäre weit geringer als bei der sonst nur nötigen Relativmessung von Differenzen. Außerdem macht gerade der Hitzdraht bei Absolutmessungen wegen seines empfindlichen Ansprechens auf Temperaturänderungen und besonders auf Konvektion, deren Stärke von seiner Stellung im Interferometer abhängt, besondere Schwierigkeiten.

Die Gültigkeit von Formel (13) wurde experimentell überprüft. Um Abweichungen im Sinne von Formel (10) leicht zu erkennen, ist ein Gas von verhältnismäßig hoher Absorption nötig. Da das Schallfeld der kreisförmigen Kolbenmembran gemäß der Formel

$$V = \text{const} \sin \frac{\pi}{\lambda} (\sqrt{a^2 + x^2} - x) \quad (14)$$

(a ist der Radius des Strahlers (der Blende))

eine Reihe von Extremwerten aufweist, deren letztes Maximum bei $x_0 = a^2/\lambda - \lambda/4$ liegt, muß der Hitzdraht eine vom Radius a abhängige Mindestentfernung vom Schallstrahler einhalten. Da bei Annäherung des Hitzdrahtes an den Reflektor sich die Konvektionsverhältnisse ändern, muß der Reflektor genügend weit entfernt sein, um dem Hitzdraht noch genügend Bewegungsfreiheit zu lassen; dies bewirkt aber zusammen mit der hohen Absorption nach Formel (13) bei Einhaltung der nach Bild 3 zulässigen geringen Schallintensität ein schnelles Absinken der am Hitzdraht meßbaren Spannungsamplituden. Diese Forderungen widerstreiten einander und lassen nur eine Kompromißlösung zu; insbesondere ist es nicht gut möglich, ohne Abblenden des Schwingquarzes auszukommen, wodurch aber die Ebenheit des Schallfeldes verschlechtert wird. Bei den für die Messungen zu Bild 2 angegebenen Versuchsbedingungen ergäbe sich nämlich $x_0 = 35$ cm! Es liegt hier ein wesentlicher Nachteil der beschriebenen



Bild 4. Spannungsverlauf am Hitzdraht bei Bewegung längs der Achse des zeitlich unveränderlichen Schallfeldes im Interferometer.

nen Hitzdrahtmethode gegenüber der Absorptionsmessung mit bewegtem Reflektor und Registrierung der Rückwirkung auf den Schwingquarz vor: Bei der letzteren ist es, wie eine hier durchgeführte experimentelle Untersuchung zeigte, über die wir demnächst berichten werden, nicht nötig, außerhalb des sogenannten Interferenzfeldes zu messen, wenn dies auch in der Literatur vielfach gefordert wird: Ein befriedigend ebenes Schallfeld, geringe Interferometerintervalle und damit geringe Schallintensitäten auch bei hoher Absorption sind erreichbar.

Die Messung wurde schließlich unter folgenden Bedingungen durchgeführt: CO_2 -Luft-Gemisch mit $2\alpha\lambda = 0,034$; Lochblende mit $\alpha = 0,5$ cm, somit $x_0 = 2,5$ cm; $l = 4,422$ cm. Der Hitzdraht wurde im Intervall $x_1 = 3,310$ cm $\geq x \geq 2,228$ cm bewegt und der Spannungsverlauf registriert. Bild 4 zeigt das erhaltene Diagramm. Das letzte Maximum des Interferenzfeldes ist in Bild 4 noch sichtbar. Die bei-

den Äste stellen den Hin- und Rücklauf des Hitzdrahtes dar. Die Ausmessung des Diagrammes zeigt nicht genau die erwartete Konstanz der Spannungsamplituden; diese nehmen vielmehr gegen x_1 hin etwas zu. Diese Zunahme läßt sich aber in quantitativer Übereinstimmung mittels Formel (14) aus der Form des Schallfeldes erklären.

Ich danke Frau Prof. Dr. F. SEIDL, in deren Auftrag die Arbeit durchgeführt wurde, für ihre Anteilnahme und zahlreiche Anregungen.

(Eingegangen am 30. Mai 1958.)

Schrifttum

- [1] BERGMANN, L., Der Ultraschall. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1954, S. 222.
- [2] BORGNIS, F. E., Theory of the acoustic interferometer for plane waves. *Acustica* 7 [1957], 151–174.
- [3] GOLDBAUM, G. und WAETZMANN, E., Geschwindigkeitsmessungen mit erhitzten Drähten in stehenden Wellen. *Z. Phys.* 54 [1929], 179–189.
- [4] MATTA, K. und RICHARDSON, E. G., Hot wire ultrasonic interferometer and its application to vapours. *J. acoust. Soc. Amer.* 23 [1951], 58–61.
- [5] MÜLLER, H., Geschwindigkeitsmessungen in stehenden Luftwellen. *Phys. Z.* 31 [1930], 350.
- [6] MÜLLER, H. und WAETZMANN, E., Absolute Geschwindigkeitsmessungen mit Hitzdrähten in stehenden Schallwellen. *Z. Phys.* 62 [1930], 167–179.
- [7] RICHARDSON, E. G., Supersonic dispersion in gases. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 146 [1934], 56–71.

ULTRASONIC METHOD FOR THE EXPLORATION OF THE PROPERTIES AND STRUCTURE OF MINERAL LAYERS

by W. KOLTONSKI and I. MALECKI

Institut Podstawowych Problemow Techniki, Warszawa

Summary

The method developed by the authors is based on the same principle as hydrolocation and ultrasonic flaw detection of metals using frequencies from 50 to 300 kc/s. The attenuation and velocity of wave as well as the location of the eventual inhomogeneities of the medium is determined on the basis of the size, shape and time of passing of the direct or reflected pulse. The experimental material, collected in the salt mines and quarries proves that the conditions of ultrasonic propagation in rocks are exceedingly more complicated and subject to changes, than in metals or water, but the range and accuracy of discernment is quite sufficient for practical aims. The measurements embrace the damping and velocity of ultrasonic waves in different rocky media. Various tests have also been carried out on detecting different types of inhomogeneities in layers of salt and rocks. General relations between parameters of ultrasonic propagation in those media and their structure, physico-chemical properties and types of discontinuities are determined.

Sommaire

La méthode mise au point par les auteurs a même principe que l'hydrolocalisation et la détection de défauts dans les métaux au moyen des ultrasons; on y utilise des fréquences de 30 à 300 kHz. L'affaiblissement et la vitesse des ondes, ainsi que la position des hétérogénéités éventuelles du milieu sont déterminés d'après l'amplitude, le profil et le temps de traversée de l'impulsion directe ou réfléchie. Les données expérimentales recueillies dans les mines de sel et les carrières montrent que les conditions de propagation des ultrasons dans

les roches sont bien plus complexes et variables que dans les métaux ou dans l'eau, mais la portée et la précision de la détection suffisent largement pour les besoins de la pratique. Les mesures faites sont relatives à l'amortissement et à la vitesse des ultrasons dans différents milieux rocheux. On a fait aussi différents essais pour détecter divers types d'hétérogénéités dans des gisements de sel et des roches. On a déterminé les relations générales entre les caractéristiques de propagation des ultrasons dans ces milieux et leur structure, leurs propriétés physico-chimiques, les types de discontinuités.

Zusammenfassung

Die von den Autoren entwickelte Methode basiert auf denselben Prinzipien wie die Wasserschallortung und die Fehlersuche mit Ultraschall in Metallen. Der benutzte Frequenzbereich ist 30 bis 300 kHz. Durch die Größe, die Gestalt und die Laufzeit der direkten oder reflektierten Impulse sind sowohl Dämpfung und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle als auch der Ort von eventuellen Inhomogenitäten des Mediums festgelegt. Das Versuchsmaterial, das in Salzminen und Steinbrüchen gesammelt wurde, zeigt, daß die Ultraschallausbreitung in Gestein außerordentlich komplizierter und mehr Änderungen unterworfen ist als in Metallen oder Wasser; jedoch ist der Umfang und die Genauigkeit der Beobachtung für praktische Zwecke völlig ausreichend. Die Messungen schließen die Bestimmung von Dämpfung und Geschwindigkeit von Ultraschallwellen in verschiedenen Gesteinen ein. Mannigfaltige Versuche wurden ausgeführt, um verschiedenartige Inhomogenitäten in Salz- und Gesteinsschichten zu entdecken. Es werden allgemeine Beziehungen zwischen den Parametern der Ultraschallausbreitung in diesen Medien und ihrer Struktur, ihren physikalisch-chemischen Eigenschaften und den Arten von Inhomogenitäten bestimmt.

1. The principles of the method

The seismic methods [4] are generally applied in geophysics for the initial recognition of the structure of geological layers. This method may give only a general orientation as to the geological structure of a region. By using ultrasonic models of the distribution of seismic waves [2] it is possible to represent in a more plastic way the spatial structure of a layer, but the precision of prospection always remains insignificant. Meanwhile, in the practice of exploitation in mines and quarries, we often require an instrument for a closer exploration of the layer structure. This instrument should replace to a certain degree the costly and troublesome boring and, at the same time, make possible the exploration of a layer or rocky material without disturbing it.

Experience shows that incidental disturbances of thermic and electrostatic fields in a geological system are so strong that it is practically impossible to fix the structure of a medium on the basis of the distribution of the thermic or electrostatic potentials.

The propagation of elastic waves remains the main means of recognition. In the course of the research and constructive work over the past five years, the Institute of Basic Technical Problems at the Polish Academy of Sciences has elaborated an ultrasonic method which permits of prospecting geological layers and rocky materials with a precision adequate for practical purposes.

The method elaborated by us is based on the same principle as ultrasonic flaw detection and hydrolocation. An ultrasonic impulse sent by the transmitting head spreads in the medium and then reaches the receiving head (Fig. 1). By the magnitude, shape and the return time of reflected pulses we can define

three factors:

- (i) Position and structure of heterogeneity of the medium in which the ultrasonic wave was reflected.
- (ii) Velocity of the wave in the medium.
- (iii) Attenuation of the wave in the medium.

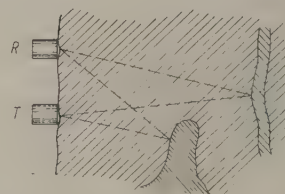


Fig. 1. Principle of testing the structure of mineral beds by means of the ultrasonic method.

The first point permits us to define the spatial structure of the layer under consideration, particularly the direction and size of fissures, flaws and enclosures. On the other hand, if we know the velocity and attenuation of the waves, we can define the elasto-plastic properties of the medium itself that give information about the compressibility, the amount of cracks, the content of moisture etc. Compared to hydrolocation and flaw detection, the ultrasonic method for the exploration of minerals constitutes a more complex scientific and technical problem, because:

- a) media under exploration have very diverse acoustic properties; they are chiefly anisotropic and inhomogeneous;
- b) the task of prospection consists not only in detecting the inhomogeneities, but also in defining their situation and structure,

c) prospection is also supposed to supply information on the physico-chemical properties of the medium. It was also indispensable to fix theoretically the prospection range and resolving power of the apparatus. Only on the basis of these investigations has it become possible to construct an apparatus best suited to these purposes.

2. Range of prospection and resolving power of the apparatus

We shall consider a typical case where, by means of the ultrasonic method, we are to detect a water cavity in a homogeneous layer of salt. The detection of a quartzite "head" inside a block of sandstone, destined to be worked upon, is an entirely analogous task.

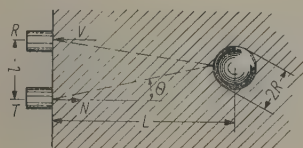


Fig. 2. Detection of inhomogeneities of spherical shape.

Theoretically the task consists in calculating (Fig. 2) what ought to be maximum distance L between the place from which ultrasonic pulses are sent and received and the fully reflecting sphere whose radius is R , so that the impulse already reflected should be just detectable. The medium has an attenuation coefficient δ , the ultrasound wave velocity in it is c . The electro-acoustic properties of the apparatus are defined by the just detectable magnitude of vibration velocity on the receiving head v and by the acoustic power N_a and the directional characteristic of ultrasound pressure $Q(\theta)$ of the transmitting head.

It will suffice to limit our consideration to the case where both heads are placed near each other ($L \gg l$) and the wave is radiated perpendicularly to the boundary plane of media as a longitudinal wave.

We calculate the waves reflected from the sphere by using the well known RAYLEIGH [8] method. The locally plane wave radiated from the transmitted is represented in polar coordinates as a number of waves ranging from 0 to infinity. Between the potential Φ_n of each of those component waves and the corresponding component of the reflected wave potential Ψ_n the boundary conditions must be fulfilled on the surface of the sphere:

$$\left. \frac{\partial \Phi_n}{\partial r} + \frac{\partial \Psi_n}{\partial r} \right|_{r=R} = 0. \quad (1)$$

In computing the component waves, including the

third order one, assuming that $L \gg \lambda$ and $R \ll \lambda$, we obtain the following formula expressing the potential of the reflected wave:

$$\Psi_n = -|\Phi_n| \frac{k^2 R^3}{3r} \left[1 + \frac{3}{2} u - k^2 R^2 \times \left(\frac{42}{45} - \frac{9}{50} u + \frac{u^3}{3} \right) \right] \cos[k(ct-r)], \quad (2)$$

where

Φ_n is the amplitude of the wave falling on the sphere surface,

$k = \omega/c$, $u = \cos \theta$.

For $u \approx 1$ we obtain

$$\Psi_n = -32.8 \frac{R^3 |\Phi_n|}{r \lambda^2} \left(1 - 13 \frac{R^2}{\lambda^2} \right) \cos[k(ct-r)].$$

The acoustic potential Φ_n produced by the transmitting head at distance L in the direction conformable to its axis has the magnitude

$$N_a = 2\pi \left(\frac{\partial \Phi_n}{\partial r} \right)^2 Z_0 r_0^2 K^2, \quad (4)$$

where $K = \int_0^{\pi/2} Q \sin \theta d\theta$, the directivity coefficient

of the transmitting head. Differentiating formula (3) with regard to r and passing over quantities of second order we shall reckon that the velocity amplitude of an acoustic wave reflected by the sphere at the spot where the receiving head was applied:

$$|v| = 32.8 \frac{R^3}{L^2 K^2 \lambda^2} \left(1 - 13 \frac{R^2}{\lambda^2} \right) \sqrt{\frac{N_a}{2\pi Z_0}} e^{-2\delta L}, \quad (5)$$

where Z_0 is the specific impedance of the medium.

The last part of this formula takes into account the attenuation of the wave by the medium.

We pass over the contact losses of energy between the heads and the medium. The attenuation coefficient is a certain function of frequency f which can be expressed approximately in this way:

$$\delta = a + b f^m. \quad (6)$$

With disc and ring heads, which are generally used the coefficient K is proportional to \sqrt{f} ; on the other hand, for the given apparatus and medium, N_a and Z are constants. In differentiating formula (5) with regard to f we find the optimal frequency at which the intensity of reflected waves has its maximum value

$$f_0 = \frac{1}{\sqrt[m]{m b L}}. \quad (7)$$

We draw the following conclusions from the formulae (5) and (7);

(i) The range of recognition L increases in proportion to the fourth root of the acoustical

power of the transmitter and the square root of the sensitivity of the receiver.

- (ii) Demands made to the apparatus usually define beforehand its range. At the given range the resolving power increases with the third power of frequency.
- (iii) Under given conditions we obtain the maximum of reflected signal when the frequency of the ultrasonic wave is expressed by the formula (7).

3. Attenuation of ultrasonic waves in minerals

The attenuation of waves has been measured in laboratory conditions on samples of material obtained by boring and in open country in vast geological layers.

Owing to local inhomogeneities of materials and differences in the properties of samples taken from various places of the same geological layer the attenuation values thus measured vary considerably and the figures given below should be considered as average magnitudes. We should add that the accuracy of the measurements does not surpass 10%; however, in the given conditions it is adequate. The results of laboratory and open country measurements, generally speaking, agree.

Several series of attenuation measurements have been carried out. Their purpose was:

- a) to state how useful the method could prove for prospection in mines;
- b) to settle the possibilities of applying the method to the exploration of the structure of rocky layers;
- c) to fix the interdependence of the physico-chemical properties of the mineral [1] and the ultrasonic wave attenuation.

We find an answer to the first question in the results of the measurements shown in Table I. We see that various kinds of rock salt and anhydrite show a low attenuation of ultrasonic waves. For the frequency 60–70 c/s at which the first exploring apparatus worked the attenuation does not surpass

20 dB/m. A useful range of prospection in homogeneous layers of those minerals reaches 20 m.

A considerably higher attenuation of order 100 dB/m is shown by pit-coal. In homogeneous, very compact coal layers belonging to old geological formations (e.g. anthracite) we may theoretically take into account a prospection range of the 2–3 m order. On the other hand, with the kinds of coal found in Polish mines, the practical prospection range is quite insignificant, because numerous cracks and thin heterogeneous layers produce reflected pulses which entirely obliterate the proper picture of geological structure.

Sands, loam and clay have a very considerable attenuation. A layer of some centimeters of those minerals suffices to attenuate and disperse completely an ultrasonic wave. Therefore, looking for geological layers covered with strata of sand and clay by means of ultrasonic waves is impossible. The method under consideration is fit only to investigate the structure and size of the homogeneous geological layer itself, provided the contact of the apparatus head with the layer is available.

The figures given in Table I permit us also to draw some general conclusions concerning the changes of attenuation with frequency. Making the interpolation of the curves in Fig. 3, we can define the coefficient appearing in formula (5). They are given as an example in Table II for typical kinds of salt.

A further series of explorations was carried out on frequencies 65 kc/s and 200 kc/s in several quarries. Attenuation in rocky materials coming from those quarries varies very widely. The average magnitude of attenuation together with contact losses for a layer of mineral 25 cm thick are shown in Table III. The range of prospection depends on the attenuation and dispersion of the ultrasonic waves.

In some kinds of homogeneous minerals, e.g. in rock of volcanic origin, it is possible to receive impulses reflected by inhomogeneity situated at several metres distance. In most rocks, practically the range comes to 2–5 m. Only in some stratal or thick-grained rocks attenuation is so strong that the

Table I
Attenuation of ultrasonic waves calculated in dB/m

Nr.	Medium	Frequency in kc/s									
		30	40	50	60	70	80	90	100	110	150
1	Anhydrite	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	3.0	3.0	3.0	5.0
2	Rock salt, yellow	2.5	2.5	2.5	2.5	3.0	3.5	4.0	5.2	7.4	7.4
3	Rock salt, white	2.5	3.0	3.2	4.0	5.1	5.8	6.5	7.8	9.2	11.2
4	Rock salt, dark yellow	3.0	4.0	5.0	7.5	10.0	11.5	12.5	15	20	25
5	Rock salt, red	9.5	10.5	17	23	30	35	40	51	65	76
6	Pit coal	75	78	90	100	130	157	200	295	400	500
7	Dry sand	300	500	760	1000	1200	1500	1650	—	—	—
8	Sand, humidity 25%	200	245	365	480	800	1200	1450	1650	—	—
9	Loam	240	300	400	600	950	1480	1700	—	—	—

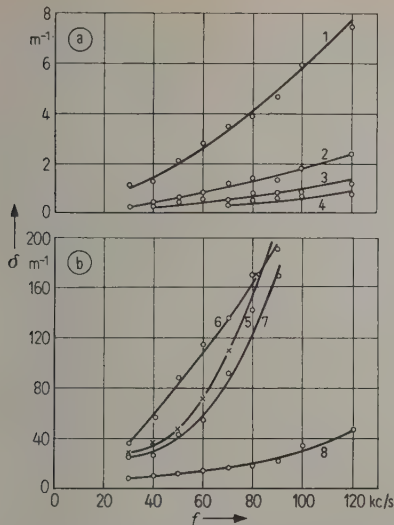


Fig. 3. Curves of ultrasonic attenuation factor in some mineral beds. 1: Rock salt, white; 2: Rock salt, dark yellow; 3: Rock salt, yellow; 4: Rock salt, red; 5: Loam; 6: Dry sand; 7: Sand, humidity 25%; 8: Coal.

Table II

Sound velocity and coefficients in the formula (7) for rock salt at frequencies 50–90 kc/s

Medium	<i>c</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>m</i>
Rock salt, red	4100 m/s	0.4	1.7×10^{-3}	1.5
Rock salt, dark yellow	4060 m/s	0.2	1.7×10^{-3}	1.5
Rock salt, white	4020 m/s	0.13	0.8×10^{-3}	1.5

Table III

Sound velocity and attenuation for the mineral sheet 25 cm thick at ultrasonic frequency 80 kc/s; in parenthesis the attenuation at 200 kc/s

Medium	<i>c</i> m/s	dB
Andesite	2500–4000	40(47)
Basalt	4750	20–25
Gypsum	—	20–50
Quartzose shigst	—	65–70
Marble, soft	1580	42 (56)
Marble, hard	5500	15 (25)
Sandstone, finegrained	2500	40 (52)
Sandstone, coarsegrained	1400	80 (98)
Sinite	5000–5800	20–30
lime-stone	2400–4500	70–95
Granite, finegrained	5000	32
Granite, coarsegrained	1700	48

ultrasonic method fails to be an instrument for the investigation of geological structure.

Passing on to the third group of investigations we can state at once that the ultrasonic method has here only comparative value. All attempts to define in absolute numbers e.g. the relation between the coefficient of attenuation and the content of iron in

feldspar are doomed to failure, because the elastic properties of a mineral depend on a number of parameters, difficult to express in figures, such as the thickness of the grain, compactness, amount of moisture etc. On the basis of a large series of measurements the squad of the Institute, headed by Ing. KOLTONSKI, have fixed the following relations between the physico-chemical structure of a rock and its ultrasound attenuation:

1. Attenuation of longitudinal waves is the stronger, [7], the thicker the grain of heterogeneous rocks and the less compact their structure. However, the estimation of the grain in a mineral based on the attenuation of ultrasonic waves is only approximate and of insignificant practical value. It seems more interesting to define by this way the degree of erosion in rocks which, in some cases, could supply valuable indications as to foundations of buildings and settling the geological chart of the region.



Fig. 4. Detection of cracks in andesite plates.

2. All internal inhomogeneities such as inclosures of other minerals, small cracks (Fig. 4) etc. cause a very marked increase of attenuation. For instance a homogeneous plate of chalk sandstone 14 cm thick showed about 23 dB of attenuation a slab of the same material, but containing small bubbles of air, showed attenuation about 52 dB. This permits an effective application of the ultrasonic method for the examination of blocks, especially

for stone slabs to be used e. g. for the facing of edifices, sculptures.

3. Some admixtures which do not visibly alter the external appearance of a mineral affect strongly the attenuation of ultrasonic waves. It was found e. g. that admixtures of iron considerably diminish the attenuation of surface waves in feldspar and that of longitudinal waves in sandstone; the difference for sandstone was of order 12 dB/m. The contents of SiO_2 in shist has a similar influence. Quartz shist containing a great deal of SiO_2 shows a considerably lower attenuation than the shist with a low content of this material.

As the presence or absence of some admixture determines the technical fitness of the given material, the ultrasonic method may be very useful in settling which parts of an apparently homogeneous layer are fit for exploitation.

4. In anisotropic minerals attenuation varies according to the direction. For instance it appears clearly in quartz shist in which, unlike most materials, a surface wave propagating on the layer surface is less attenuated than a longitudinal wave passing through the layers. This fact may prove useful in the defining the exploitation of a quarry.
5. An effect similar to anisotropy is produced by planes of separation along which rocks burst during blasting operations. When separation is parallel to the side of the quarry (Fig. 5) the surface wave is slightly attenuated, when the longitudinal wave is subject to reflection and attenuation. Small cracks perpendicular to the surface of the side produce a very strong attenuation of the surface wave.

Considering that a proper utilization of separation in stone blocks makes exploitation much easier and cheaper, to fix the direction of the basic separations of rocks by means of the ultrasonic method is one of its most important tasks.

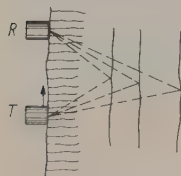


Fig. 5. Reflection of ultrasonic waves from separation planes.

6. In some minerals the moisture of the material has a decisive influence on the attenuation of ultrasonic waves. This is shown with particular clearness in gypsum at relatively high frequencies (200 kc/s). For instance, when examining a gypsum slab 10 cm thick, we observed a 100% increase in the magnitude of a wave passing through a slab in places where dampness increas-

ed from 1,6% to 4,1%. In this way it is possible to estimate whether the slabs used in the production of e. g. gypsum prefabricated elements have been evenly dried.

4. Velocity of propagation of ultrasound

Next to measurements of attenuation, a number of velocity measurements concerning the propagation of ultrasonic waves in geological layers have been conducted. The aims of those measurements were:

- (i) to determine, as was done in attenuation, the interdependence between the wave velocity and the physico-chemical properties of the medium,
- (ii) to determine the scale of distance to be applied during the examination of spatial structure in a layer by the reflected pulse method.

Although it is much easier to determine the absolute velocity of a wave than to measure absolute attenuation, the information gained by measuring the velocity is less. In many minerals the limits within which the velocity changes are very wide (e. g. in granite from 1700 m/s to 5000 m/s) owing to the complex working of various parameters which can be separated and explored without great difficulty.

According to theoretical conjectures homogeneous and compact materials show an elastic wave velocity greater than that in other materials. Apart from deep mines the influence of enormous geostatic pressures on the wave velocity should be taken into consideration. It has been generally ascertained that data found in the literature concerning pure materials differ considerably from real velocities in geological layers. In Tables II and III we have mapped out velocities of wave propagating in various materials. It is characteristic that e. g. values obtained for several sorts of very pure and compact rock salt differ very little from those we find in literature (4150 m/s). On the other hand, brassy salt containing a great deal of impurities shows a much lower wave velocity (2630 m/s).

Considering the great differences in wave velocities in materials with a similar chemical composition it is necessary, during the examination of spatial structure of a layer by the reflected pulse method, to carry out control measurements of sound velocity in order to obtain an accurate relation between the time of reflection and the distance from the inhomogeneity.

5. Determination of the character and structure of inhomogeneities

A proper interpretation of oscillograms of reflected pulses permits a rather accurate examination

of the inhomogeneity of a medium. The time in which a pulse returns when the sound velocity is known determines the distance covered by this wave in the medium. In flaw detection and hydrolocation we determine on this basis the distance of inhomogeneities (of the sea bottom, of a flaw in the metal) from the spot where the measuring heads are placed. In our case this kind of measurement is adequate only in the case of small slabs and stone blocks. For geological prospecting it is indispensable to investigate the spatial structure of inhomogeneities e. g. to fix the direction and degree of disturbance of a loam layer passing through a layer of rock salt or the boundary of a volcanic basalt layer. To obtain all this information the receiving head is moved with regard to the transmitting head in two perpendicular directions. Assuming that the conditions of geometrical acoustics are fulfilled the time T in which the impulse passes from the transmitter to the receiver which is at distance l determines the rotational ellipsoid on the surface of which the inhomogeneity is to be found. The section of this ellipsoid is an ellipsis with semi-axes.

$$a = \frac{cT}{2}, \quad b = \frac{cT}{2} \sqrt{1 - \frac{l^2}{c^2 T^2}}.$$

By repeating several times the measurements with different values l we obtain an ensemble of curves, which, as it appears, determine in a rather accurate way the situation and shape of the inhomogeneities. In Figs. 6, 7, 8 we give three characteristic examples. In the first of them we see the disposition of reflections in a pillar in a salt mine. Next, we have a case of defining the boundaries of a salt layer, the complicated shape of this boundary fixed by means of the ultrasonic method being confirmed by borings. Finally in the third chart we see an interesting case of reflection from several inhomogeneities. A stone which was inside a homogeneous layer gives a very characteristic assembly of ellipses.

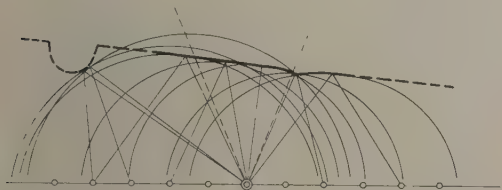


Fig. 6. Distribution of reflections in a mining pillar, determined on the basis of the graphical interpretation of experimental results.

The shapes and sizes of the reflected pulses may supply additional information on the character of inhomogeneities; however, the interpretation of oscillograms calls for some experience. According to

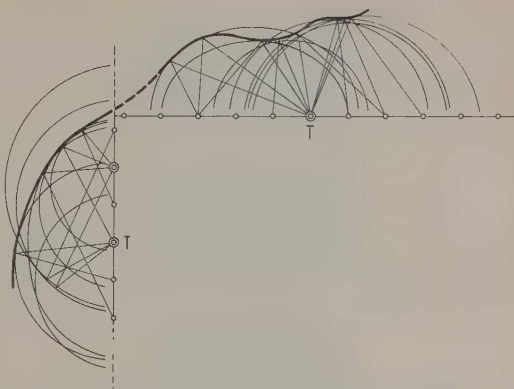


Fig. 7. Determining of the extent and limit of the salt bed.

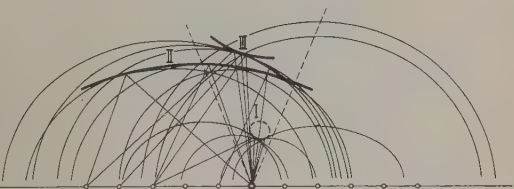


Fig. 8. Reflections caused by a few inhomogeneities.

theoretical considerations and results of field measurements, we come across the following characteristic cases:

1. Absence of reception of reflected pulses. This means that the layer is very vast and homogeneous or it has a strong attenuation which extinguishes reflected pulses.
2. A single undistorted reflected pulse points to the existence of a distinct boundary surface between media with various acoustic impedances (Fig. 9 a).
3. A single reflected pulse dilated in comparison with the original one (Fig. 9 b) proves that there is, between the two media, a intermediate layer with a gradually changing acoustic impedance. In a case when this impedance changes according to the formula

$$m = -\frac{1}{2Z} \frac{\partial Z}{\partial x},$$

the initial impedance of the middle layer calculated from the wave equation is

$$Z = Z_0(1 + jY), \quad Y = \frac{k(1 - e^{\epsilon D})(\gamma_2 - \gamma_1 e^{\epsilon D})}{k(1 - e^{\epsilon D}) + (\gamma_2 - \gamma_1 e^{\epsilon D})},$$

where

$$k = \omega/c, \quad \epsilon = \sqrt{m^2 - k^2}; \quad \gamma_{1,2} = -m \pm \epsilon.$$

4. Several pulses (Fig. 9 c) irregularly disposed over the scale of time with different amplitudes. Usually they are pulses proceeding from reflec-

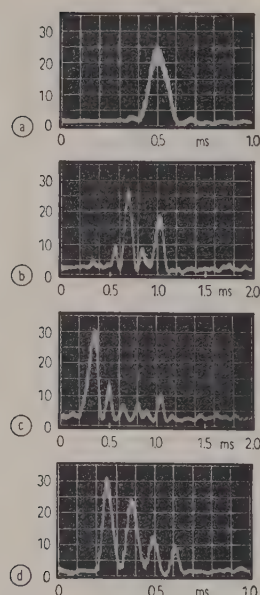


Fig. 9. Examples of typical oscillograms.

tions of several inhomogeneities placed at different distances. When examining blocks and rocky slabs with internal flaws, the series of pulses is usually terminated by a strong pulse reflected by the opposite wall.

5. Several pulses (Fig. 9 d) with regularly decreasing amplitudes situated at equal intervals. Such a picture appears with multiple reflections. This kind of reflection may arise from thin strata in a homogeneous mineral. In blocks and slabs the wave is reflected several times between the parallel walls producing a kind of flutterecho giving a similar picture on the oscilloscope.

The methods described above for the definition of material inhomogeneities in practice may be applied for the following purposes:

1. Definition of the spread of a homogeneous geological layer, which is of essential importance in the settling of the direction and profitableness of mining exploitation.

2. Warning as to local inhomogeneities of the layer near the place of extraction. It is particularly important to detect the water caverns in salt mines which increases the safety of labour.
3. Settling the separation planes and directions of cracks in rocky layers which facilitates the exploitation of quarries.
4. Testing the internal structure of stone blocks destined for further working upon. Such tests procedure important economies because it does away with useless working upon blocks with internal flaws and prevents frequent breaking of tools on the hard inclusions e.g. the quartz bull in sandstone or marble blocks.
5. Tests of internal structure of elements made of stone gypsum etc. Those tests are analogous to flaw detection used in metallurgy.

(Received January 5th, 1958.)

References

- [1] BACHER, K., Über die Bestimmung der elastischen Konstanten von Gesteinen mit Ultraschall. *Erdöl u. Kohle* **2** [1949], 125.
- [2] EVANS, J. F., A three-dimensional seismic wave model with both electrical and visual observation of waves. *Geophysics* **2** [1954].
- [3] HECHT, H. and FISCHER, F. A., Ausbreitung des Schalles in freien Medien. *Handbuch der Experimental-Physik*, Leipzig 1934, p. 385.
- [4] KEIL, K., *Ingenieurgeologie und Geotechnik*. Verlag W. Knapp, Halle 1951, p. 433.
- [5] KOLTONSKI, W. and MALECKI, I., Application de la méthode ultrasonore dans les recherches géologiques. *Bull. Acad. Polonaise des Sciences* **1** [1953], No 3.
- [6] MALECKI, I., Wpływ kształtu membrany na je j promieniowanie akustyczne. *Arch. Elektrotechniki (Warsaw)* **1** [1952], 39.
- [7] MASON, W. P. and McSKIMIN, H., Energy losses of sound waves in metals. *J. appl. Phys.* **19** [1948], 940.
- [8] Lord RAYLEIGH, *The theory of sound*. Vol. 2. Mac Millan, London 1929, p. 276.
- [9] RIZCZENKO, F. W., Impulsny j ultrazwukowej seismoskop. *Izvestija Ak. Nauk SSSR, Seria geofizicheskaja* (1953), No. 1.
- [10] WOLF, J. and MALTER, L., Radiation of circular ring source. *J. acoust. Soc. Amer.* **2** [1930], 201.

ZUFÄLLIGE UND SYSTEMATISCHE FEHLER BEI LUFTSCHALLDÄMMUNGS- UND TRITTSCHALLMESSUNGEN

VON G. VENZKE, P. DÄMMIG und D. REICHOW a. G., Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Zusammenfassung

Es werden die Abweichungen untersucht, die bei bauakustischen Vergleichsmessungen zwischen dem Ergebnis des jeweiligen Vergleichspartners und dem der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) festgestellt wurden. Durch Gegenüberstellung mit dem Wiederholstreubereich der zufälligen Fehler des genormten Meßverfahrens können systematische Abweichungen aufgedeckt und ihre Ursachen ermittelt werden.

Summary

The discrepancies which are found between measurements in building acoustics made by the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) and those of other institutes are investigated. By comparing these discrepancies with the repeated deviations from the mean of observations systematic errors have been found and their causes discovered.

Sommaire

On a étudié les écarts constatés entre les résultats de mesures comparatives d'acoustique architecturale faites par différents expérimentateurs et le Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB). On a pu mettre en évidence des erreurs systématiques et déterminer leur cause par confrontation des résultats avec le domaine de dispersion des erreurs accidentelles dues au procédé de mesure normalisé.

1. Einleitung

Bei den bauakustischen Vergleichsmessungen 1951 in Braunschweig und 1953 in Stuttgart [1], [2] haben die vergleichenden Institute einzeln hintereinander und unabhängig voneinander an den gleichen Objekten gemessen. Der dabei ermittelte Streubereich der Ergebnisse umfaßte alle Fehlerarten ohne Aufschlüsselung nach ihren Ursachen. Der Vergleichsstreubereich (Schätzwert¹) der Stuttgarter Luftschalldämmungsmessungen (10 Teilnehmer) lag bei $\pm 1,5$ dB zwischen 250 und 1600 Hz und stieg auf über ± 3 dB zur unteren und auf über ± 2 dB zur oberen Frequenzgrenze hin an. Der entsprechende Streubereich bei den Trittschallmessungen (13 Teilnehmer) an der Decke mit schwimmendem Estrich bewegte sich um $\pm 1,7$ dB mit Anstieg zur oberen Frequenzgrenze.

R. KLAFFDOR [3] hat den Wiederholstreubereich von Luftschalldämmungs- und Trittschallmessungen an zwei Wänden und zwei Decken mit insgesamt 37 Meßreihen ermittelt, ferner die Abhängigkeit der Fehlerschwankungen von der Anzahl der Mikrofonstellungen bei Schallpegelmessungen in einem Raume. Außerdem untersuchte er den Einfluß verschiedener Arten von Anregungsschallquellen und empfangsseitigen Integrierverfahren auf die Meßunsicherheit.

Die Vergleichsmessungen bei der PTB 1956/57 sollten hauptsächlich dem Zweck dienen, systematische Abweichungen des Vergleichspartners vom

Meßergebnis der PTB festzustellen und ihre Ursachen aufzuklären. Als Anhaltspunkt dafür, wie weit Abweichungen noch als zufällig zu gelten haben, wurde gleichzeitig von der PTB der für ihre Apparatur, das Vergleichsobjekt und das Norm-Meßverfahren [4] geltende Wiederholstreubereich ermittelt.

Die PTB hat bei ihren Trittschallmessungen den Rohde & Schwarz-Schallpegelmesser EZGN verwendet und den Pegel am eingebauten Instrument abgelesen. Als Filter war ein Wandel & Goltermann-Oktavhandpaß eingeschaltet. Die Dämmungsmeßapparatur bestand empfangsseitig aus dem elektrodynamischen Mikrofon MD 21 (Laboratorium Wennebostel), einem zwischen zwei Studioverstärker V 41a eingeschalteten Wandel & Goltermann-Terzfiltersatz und einer veränderbaren Eichleitung (Dämpfungsleitung, Siemens & Halske AG). Die Schallpegel wurden aus Brüel & Kjaer-Pegelschreiber-Registrierungen abgelesen. Sendeseitig wurde Terz- oder Oktavbandrauschen abgestrahlt.

1.1. Die Ergebnisse der Vergleichsmessungen 1956/57

Die Vergleichsmessungen wurden im bauakustischen Prüfstand der PTB durchgeführt. Meßobjekt war die kreuzweis bewehrte 12 cm starke Stahlbeton-Plattendecke zwischen den beiden übereinanderliegenden Räumen. Auf die Rohdecke war ein schwimmender Betonestrich von 3,5 cm Dicke mit 15 mm Torfplatten als Zwischenschicht aufgebracht. Der Prüfstand ist mit bauüblichen Nebenwegen ausgestattet, wobei der Grad der Nebenwegübertragung durch die Höhe der Sandfüllung in zwei flankierenden 1/2-Stein-Doppelwänden auf die bei Wohnbauten im Mittel anzutreffende Größe einreguliert worden war. Der schwimmende Estrich hatte eine Fläche von $S=16,9$ m², der Raum, in dem das Empfangsmikrofon stand, ein Volumen von $V=42,5$ m³

¹ Definitionen der Fehlertheorie vgl. [5].

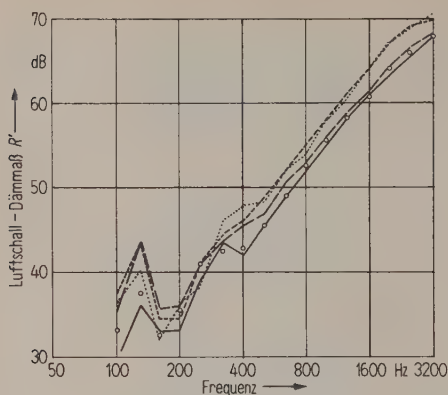


Bild 1. Luftschalldämmung einer 12 cm Massivbetondecke mit schwimmendem Estrich; flankierende Wand im unteren Raum: 24 cm Ziegelwand, Falttür, ——— Porengipsplattenwand mit Putzschale, ——— Porengipsplattenwand ohne Putzschale (2.11.1956), o o o Porengipsplattenwand ohne Putzschale (11.3.1957).

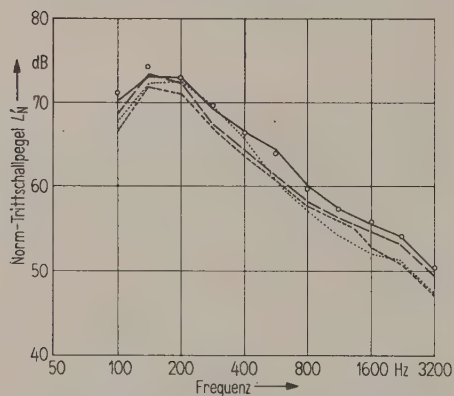


Bild 2. Norm-Trittschallstärke einer 12 cm Massivbetondecke mit schwimmendem Estrich; flankierende Wand wie bei Bild 1.

(Nachhallzeit T). Durch betrieblich notwendige Abänderungen einer flankierenden Wand des Prüfstandes zwischen den Messungen mit den beiden ersten Vergleichspartnern sowie zwischen dem zweiten Partner und den übrigen Instituten ergaben sich im Schallschutzverhalten des Vergleichsobjektes gewisse Variationen (Bilder 1 und 2). Trotzdem sind alle Messungen miteinander vergleichbar, da die PTB laufend mitgemessen hat und zum Vergleich jeweils nur die ihrer Ergebnisse — wenigstens vier Meßreihen — herangezogen wurden, die dem Bauzustand zum Zeitpunkt der Messungen des Vergleichspartners entsprachen.

Das Luftschalldämmmaß R' wurde gemäß

$$R' = L_1 - L_2 + 10 \log \frac{ST}{0,16 V},$$

die Normtrittschallstärke L'_N gemäß

$$L'_N = L' - 10 \log \frac{A_0 T}{0,16 V}$$

ausgewertet mit $A_0 = 10 \text{ m}^2$.

An den Messungen haben außer der PTB 10 Institute aus West- und Mitteldeutschland teilgenommen. Sie benutzten empfangsseitig ihre eigenen Apparaturen, sendeseitig in einigen Fällen die der PTB. Die Vergleiche wurden so durchgeführt, daß zuerst das vergleichende Institut ohne Kenntnis der Ergebnisse der PTB eine Luftschalldämmungs- und eine Trittschallmessung mit den dazugehörigen Nachhallmessungen vornahm. Anschließend wurden die Abweichungen des Instituts von dem Ergebnis der PTB diskutiert. Sofern sich die Ursachen bei größeren systematischen Fehlern feststellen, beseitigen oder korrigieren ließen, wurde von dem Institut erneut gemessen. Die zeitliche Reihenfolge der Meßergebnisse jedes Instituts ist in den Kurvenblättern der Bilder 3 und 4 durch die Signaturen „ausgezogen“, „gestrichelt“ und „punktiert“ gekennzeichnet. In den Kurvenblättern ist neben den Abweichungen der Ergebnisse der einzelnen Institute von den Mittelwerten der PTB der Wiederholstreuungsbereich $\pm s_w$ (vgl. Abschnitt 2) für eine statistische Sicherheit von 95% miteingetragen, wie er mit der Apparatur der PTB an insgesamt 21 Luftschalldämmungs- und 34 Trittschallmessungen ermittelt wurde.

Die Übersicht über die Abweichungen der Ergebnisse der einzelnen Vergleichspartner vom jeweiligen Mittelwert der PTB-Messungen zeigt, daß bei der Luftschalldämmungs-Messung von den insgesamt neun Teilnehmern das erste Meßergebnis bei vier Instituten innerhalb der von der PTB ermittelten Streugrenzen des zufälligen Fehlers liegt und daß bei den übrigen Instituten größere Abweichungen in einem breiteren Frequenzbereich aufgetreten sind. Beim Trittschall liegt das erste Ergebnis von nur drei Instituten innerhalb der oben genannten Streugrenzen. Die Abweichungen der übrigen Institute müssen als systematische Fehler der Messung bzw. der Apparatur betrachtet werden.

Im Gegensatz zu den bisherigen Ansichten [2] trat bei diesen Vergleichsmessungen klar zutage, daß nicht etwa die Trittschallergebnisse, die mit einer Absolutmessung des Schallpegels verbunden sind, mehr streuen als die der Schalldämmungsmessungen, sondern daß eher das Umgekehrte der Fall ist.

2. Zufällige Fehler, Theorie und Ergebnisse

2.1. Theorie [5], [6], [7]

Die Ergebnisse physikalischer Messungen liefern im allgemeinen nicht den gesuchten wahren Wert einer Größe, sondern es sind Stichproben, die der Grundgesamtheit aller möglichen Meßwerte entnommen sind und um diesen wahren Wert μ herum streuen. Dabei befolgen sie in vielen Fällen, z. B. auch bei bauakustischen Messungen [3], die Gesetze einer Statistik, der die Gaußsche Normalverteilung (Bild 5 a) zugrunde liegt. Das hat zur Folge, daß zwischen dem arithmetischen Mittelwert

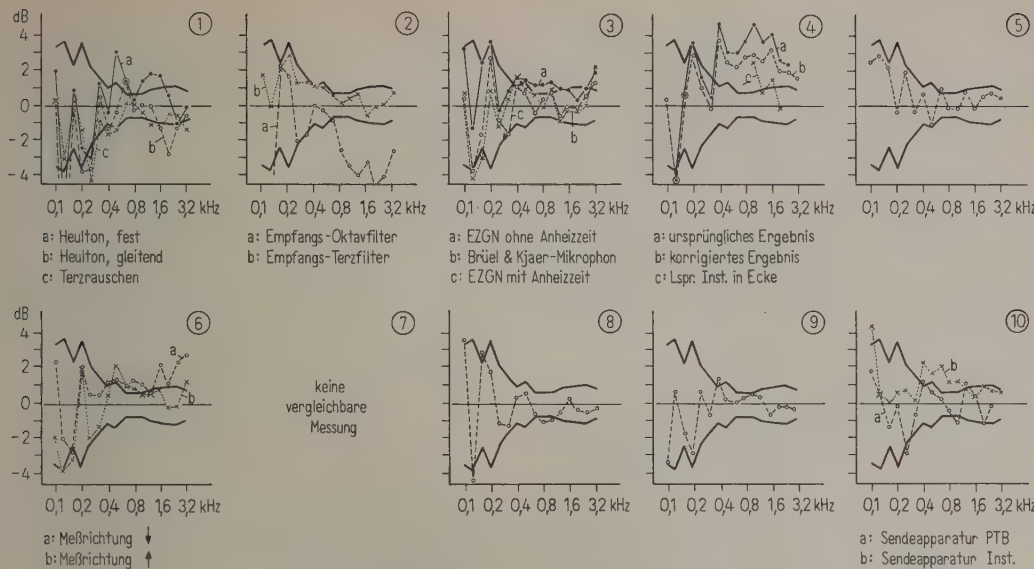


Bild 3. Schalldämmungs-Vergleichsmessungen 1956/57. Abweichungen der Vergleichspartner vom PTB-Mittelwert (Inst: jeweiliges Institut, Lspr: Lautsprecher).

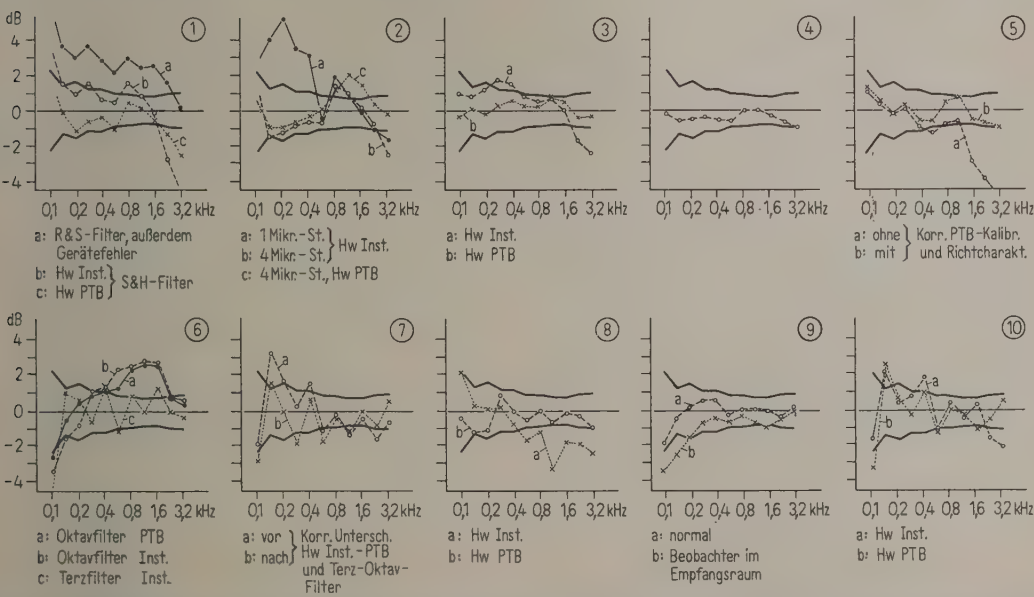


Bild 4. Trittschall-Vergleichsmessungen 1956/57. Abweichungen der Vergleichspartner vom PTB-Mittelwert (Hw: Hammerwerk).

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (N \text{ Umfang der Stichprobe})$$

und der Standardabweichung (dem mittleren quadratischen Fehler)
$$s = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (1)$$

der Stichproben einerseits und den entsprechenden Parametern der Grundgesamtheit, den wahren Werten
$$\mu \text{ und } \sigma, \text{ andererseits bestimmte Beziehungen bestehen, die selbst gewissen Verteilungsfunktionen genügen. Daraus läßt sich schließen, mit welcher Unsicherheit die wahren Werte durch die Näherungs- oder Schätzwerte } \bar{x} \text{ und } s \text{ repräsentiert werden. Es genügt nämlich}$$

$$u = \frac{\bar{x} - \mu}{\sigma} \sqrt{N} \quad (2)$$

einer Gaußschen Verteilung mit dem Mittelwert Null und der Standardabweichung eins,

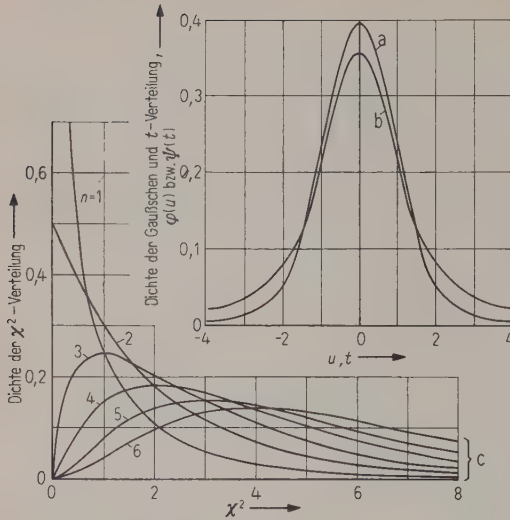


Bild 5. (a) Gaußsche Verteilung,
(b) t -Verteilung (Freiheitsgrad $n=3$) (nach [6]),
(c) χ^2 -Verteilung (Freiheitsgrad $n=1$ bis 6) (nach [7]).

$$\chi^2 = (N-1) \frac{s^2}{\sigma^2} = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (3)$$

einer sogenannten χ^2 -Verteilung (F. R. HELMERT, K. PEARSON) vom Freiheitsgrad $n=N-1$. Diese Verteilungsfunktion (Bild 5 c) ist ebenso wie die Gaußsche Verteilung tabelliert. Sie hat für $n > 2$ jeweils ein Maximum bei $\chi^2 = n-2$, der Durchschnitt aller auftretenden χ^2 -Werte ist $\chi^2 = n$. Damit ergibt sich aus Gl. (3) für den Durchschnitt des Quadrats der Standardabweichung aller möglichen Stichproben vom Umfang N

$$\overline{s^2} = \sigma^2,$$

er stimmt also mit dem Quadrat der gesuchten wahren Standardabweichung der Grundgesamtheit überein. Zugleich liegt darin die Rechtfertigung, warum in Gl. (1) der Nenner $N-1$ und nicht N steht. Ein Maß für die Güte der Annäherung an die wahren Werte μ und σ ergibt sich z. B. aus Gl. (2), indem man die Fläche

$$S = \int_{-k}^k \varphi(u) du$$

unter der (auf eins normierten) Normalverteilungskurve $\varphi(u)$ betrachtet, durch die $S\%$ aller zufällig erhaltenen Werte u dargestellt werden können. Diese Werte liegen innerhalb der Integrationsgrenzen

$$k = \pm \frac{\bar{x} - \mu}{\sigma} \sqrt{N}, \quad (4)$$

d. h. es wird $\bar{x} - \frac{k\sigma}{\sqrt{N}} \leq \mu \leq \bar{x} + \frac{k\sigma}{\sqrt{N}}$.

Das bedeutet, daß der Mittelwert \bar{x} einer beliebigen Stichprobe vom Umfang N , also z. B. für N Wiederholungsmessungen, so ausfallen wird, daß mit $S\%$ Wahrscheinlichkeit oder „mit der statistischen Sicherheit S “ der wahre Mittelwert μ der Grundgesamtheit durch

den „Vertrauensbereich“ $q = \pm k \sigma / \sqrt{N}$ um \bar{x} mit eingeschlossen ist. Die Angabe von S oder k ist gleichbedeutend; einem $S=68,26\%$ entspricht z. B. $k=1$, $S=95,44\%$ der Wert $k=2$ und $S=99,73\%$ der Wert $k=3$. Im allgemeinen ist allerdings σ nicht bekannt, sondern lediglich der Schätzwert s . Für die beiden voneinander unabhängigen Größen u und χ gilt jedoch, daß der Ausdruck

$$t = \frac{u}{\chi} \sqrt{n} = \frac{\bar{x} - \mu}{s} \sqrt{N} \quad (5)$$

einer von „Student“ (S. W. GOSSET) gefundenen sogenannten t -Verteilung (Bild 5 b) vom Freiheitsgrad $n=N-1$ gehorcht, die ebenfalls tabelliert ist. Sie ist symmetrisch zu $t=0$ und geht für $n \rightarrow \infty$ in die Gaußsche-Verteilung der Standardabweichung eins über. Wie oben aus Gl. (2) erhält man jetzt für den Mittelwert \bar{x} aus Gl. (5) den Vertrauensbereich

$$q = \pm \frac{ts}{\sqrt{N}}, \quad (6)$$

der wegen der in s enthaltenen Unsicherheit größer ausfällt als $k \sigma / \sqrt{N}$.

Ähnlich, wenn auch etwas weniger einfach, läßt sich für jede bestimmte statistische Sicherheit ein Vertrauensbereich für die Standardabweichung s angeben. Seine oberen und unteren Grenzen, $k_0 s$ und $k_u s$, liegen jedoch wegen der Unsymmetrie der in Gl. (3) enthaltenen χ^2 -Verteilung nicht mehr symmetrisch zu s .

Oft möchte man die Mittelwerte \bar{x}_1 und \bar{x}_2 zweier Stichproben vom Umfang N_1 bzw. N_2 und den Standardabweichungen s_1 und s_2 miteinander vergleichen. Sie sollen aus statistisch unabhängigen Meßergebnissen gewonnen sein und der gleichen Grundgesamtheit mit der Standardabweichung σ angehören. Dafür genügt wieder

$$u = \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{\sigma} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}}$$

einer Normalverteilung mit dem Durchschnitt Null und der Standardabweichung eins und unabhängig davon

$$\chi^2 = (N_1 - 1) \frac{s_1^2}{\sigma^2} + (N_2 - 1) \frac{s_2^2}{\sigma^2}$$

einer χ^2 -Verteilung vom Freiheitsgrad $n=N_1+N_2-2$, d. h. es folgt in Analogie zu Gl. (5)

$$t = \frac{u}{\chi} \sqrt{n} = \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{\sqrt{\frac{(N_1 - 1) s_1^2 + (N_2 - 1) s_2^2}{(N_1 - 1) + (N_2 - 1)}}} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}} = \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_1} (x_{1i} - \bar{x}_1)^2 + \sum_{i=1}^{N_2} (x_{2i} - \bar{x}_2)^2}{N_1 + N_2 - 2}}} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}} \quad (7)$$

einer t -Verteilung vom Freiheitsgrad $n=N_1+N_2-2$. Für die Abweichung einer Einzelmessung x_2 vom Mittelwert \bar{x}_1 einer Stichprobe von N_1 Messungen erhält man

$$t = \frac{\bar{x}_1 - x_2}{s_1} \sqrt{\frac{N_1}{N_1 + 1}} \quad (\text{Freiheitsgrad } n=N_1-1),$$

d. h. eine beliebige Einzelmessung x_2 kann mit einer durch

$$S = \int_{-t}^t \psi(t) dt$$

gegebenen statistischen Sicherheit innerhalb des Bereichs $\pm t s_1 \sqrt{\frac{N_1+1}{N_1}}$ um den Mittelwert \bar{x}_1 erwartet werden.

Vorteilhaft ist es oft, die Meßergebnisse gruppenweise zusammenzufassen, innerhalb der Gruppen die Mittelwerte und Streuungen zu errechnen und erst nachträglich auf die entsprechenden Größen für sämtliche Meßwerte zu schließen („Streuungszerlegung“). Ohne nähere Begründung sei hier nur angegeben, daß die Standardabweichung s dann durch

$$s^2 = \frac{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^{N_j} (x_{ij} - \bar{x}_j)^2}{\sum_{j=1}^M (N_j - 1)} \quad (8)$$

gegeben ist, wobei die Grundgesamtheit von N Einzelmessungen x_{ij} in M Gruppen zu je N_j ($j=1 \dots M$) Messungen aufgeteilt wurde. \bar{x}_j ist der Mittelwert der j -ten Gruppe, der Nenner $n = \sum_{j=1}^M N_j - M$ entspricht

dem Freiheitsgrad. Der Unterschied der Durchschnitte \bar{x}_1 und \bar{x}_2 zweier Gruppen aus N_1 bzw. N_2 Einzelmessungen errechnet sich dann in Analogie zu Gl. (7) nach

$$t = \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{s} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}},$$

wobei s aus Gl. (8) gefunden wird und für die t -Verteilung der Freiheitsgrad

$$n = \sum_{j=1}^M N_j - M \quad (9)$$

zu wählen ist. Die Mittelwerte unterscheiden sich mit der einer bestimmten Fläche unter der t -Verteilung entsprechenden statistischen Sicherheit S also um höchstens

$$|\bar{x}_1 - \bar{x}_2| = t s \sqrt{\frac{N_1 + N_2}{N_1 N_2}},$$

die Abweichung einer beliebigen Einzelmessung x_2 vom Mittelwert \bar{x}_1 einer Gruppe aus N_1 Messungen ist gegeben durch

$$|\bar{x}_1 - x_2| \leq t s \sqrt{\frac{N_1 + 1}{N_1}}, \quad (10)$$

bzw. die zweier Einzelmessungen voneinander durch

$$|x_1 - x_2| \leq t s \sqrt{2}.$$

Zur Auswertung der Ergebnisse der Vergleichsmessungen wurden insbesondere die Formeln (8) und (10) herangezogen.

2.2. Wiederholungsmessungen durch die PTB; Bestimmung der statistischen Maßzahlen

Bevor Vergleiche mit anderen Meßpartnern durchgeführt werden konnten, mußte die Standardabweichung für Wiederholungsmessungen für die aus Meßobjekt und Apparatur bestehende Meßanordnung durch die PTB selbst ermittelt werden. Um dabei vom Einfluß der räumlichen Schwankungen der

Schallfeldgrößen in den Empfangsräumen möglichst unabhängig zu werden, um also statistische Parameter von größerer Allgemeingültigkeit zu erhalten, wurden die räumlichen Mittelwerte dieser Schallfeldgrößen als Einzelmessungen im Sinne des vorhergehenden Abschnitts aufgefaßt. Ferner wurde ein gewisser systematischer Gang der Meßergebnisse (vgl. Bilder 1 und 2), hervorgerufen durch äußere Veränderungen am Meßobjekt, durch Streuungszerlegung, d. h. durch Anwendung der Gruppenregel (8) mit chronologischer Aufteilung aller Meßergebnisse, eliminiert. Das vorliegende Wertematerial, 34 Trittschall- und 21 Luftschalldämmungsmessungen, erlaubt eine Bestimmung der Standardabweichung mit einer Unsicherheit zwischen 20 und 45%. Höhere Genauigkeitsansprüche würden eine erheblich größere Zahl von Meßergebnissen erfordern, z. B. eine Unsicherheit von höchstens 10% mindestens 200, höchstens 5% mindestens 800 Einzelmessungen. Es lassen sich jedoch aus dem experimentell ermittelten Verlauf der Größe $t s$ des Streubereichs einer Einzelmessung um den wahren Mittelwert (vgl. Gl. (5)) durch Extrapolation etwas weitergehende Aussagen über die Standardabweichung σ machen. Nach Gl. (8) und (9) ist nämlich $t s$ eine Funktion der zugrundeliegenden Zahl von Einzelmessungen und konvergiert nach Gl. (4) und (5) für $N \rightarrow \infty$ gegen $k \sigma$. So entnimmt man aus den Bildern 6 und 7, daß die Abweichung einer beliebigen Einzelmessung vom wahren Mittelwert bei Luft- und Trittschallmessungen mit der statistischen Sicherheit $S=95,44\%$ im Frequenzbereich unterhalb 500 Hz (Bilder 6, 7 a) höchstens 1 bis 2 dB, über 500 Hz (Bilder 6, 7 b) höchstens 0,8 bis 1 dB beträgt. Die in diesen Angaben enthaltene Frequenzabhängigkeit der Größe $t s$ ist für eine feste Zahl

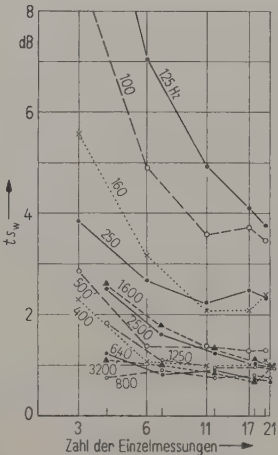


Bild 6. Luftschalldämmung; $t s_w$ in Abhängigkeit von der Zahl der Einzelmessungen (Parameter: Frequenz).

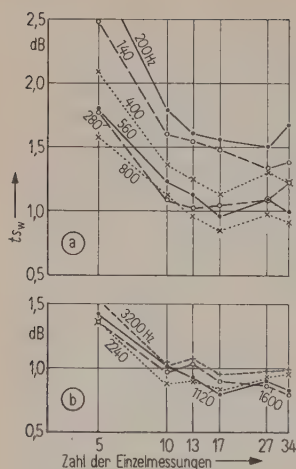


Bild 7. Trittschallstärke; wie Bild 6.

von Einzelmessungen (21 bzw. 34) aus der Kurvenzusammenstellung der Bilder 3 und 4 zu entnehmen. Ein analoger Verlauf ist für alle aus ts abgeleiteten Größen zu erwarten, insbesondere für die Vertrauensbereiche von Mittelwerten aus endlich vielen Messungen nach Gl. (6) oder die Abweichung einer Einzelmessung von einem solchen Mittelwert nach Gl. (10). Dabei ist jeweils der Umfang der Stichprobe entsprechend zu berücksichtigen.

2.3. Vergleich mit den Ergebnissen anderer Meßpartner

2.3.1. Relative Abweichungen der Einzelmessungen von den Mittelwerten der PTB

Die Meßergebnisse der PTB zeichnen sich für unveränderten Zustand des Meßobjektes durch sehr gute Wiederholbarkeit selbst über lange Zeiten aus, wie die Luftschalldämmungs- und Trittschall-Kurven der Bilder 1 und 2 zeigen, die zwischen dem 2. 11. 1956 und dem 11. 3. 1957 gemessen wurden. Sie wurden deshalb zunächst mit einem höheren Vertrauensfaktor belegt und bei versuchsweisen Vergleichen mit fremden Messungen nach Gl. (10) als Grundlage zur Trennung von systematischen und zufälligen Abweichungen verwendet. Die Ergebnisse dieser Vergleiche wurden den Beobachtern in den einzelnen Meßprotokollen mitgeteilt. Hier soll weiterhin zunächst nur von den zufälligen Abweichungen die Rede sein.

Vergleiche der Wiederhol-Streubreiten der Vergleichspartner untereinander durch Anwendung von Gl. (10) bzw. (5) auf die Ergebnisse der Partner selbst waren wegen der jeweils nur sehr geringen Zahl von Meßergebnissen, die dafür zur Verfügung standen, nicht möglich. Statt dessen wurden diejeni-

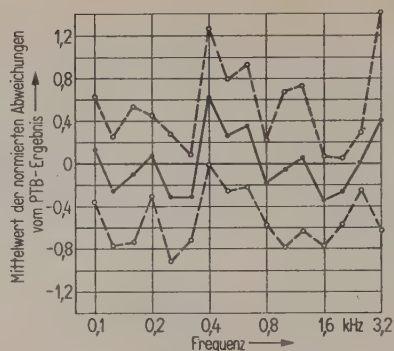


Bild 8. Luftschalldämmung; Vergleich des Mittelwertes aller Instituts-ergebnisse mit PTB-Ergebnis und Vertrauensbereich des Mittelwertes.

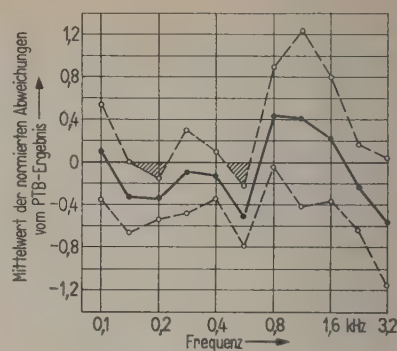


Bild 9. Trittschallstärke; wie Bild 8.

gen Einzelergebnisse, die keine stark systematisch beeinflussten Abweichungen zeigten, also nicht „Ausreißer“ waren, mit den zeitlich zutreffenden Mittelwerten der PTB verglichen und die gefundenen Abweichungen auf die durch Gl. (10) gegebenen theoretischen Maximalwerte normiert. Dadurch wird einerseits die geringe systematische Abhängigkeit des Mittelwertes vom Bauzustand des Meßobjektes, andererseits die für den Mittelwert und die Abweichungen gültige Abhängigkeit vom Stichprobenumfang eliminiert, d. h., es werden die Ergebnisse verschiedener Beobachter, die sogar zu verschiedenen Zeiten gemessen haben können, miteinander vergleichbar. Die Mittelwerte der so gewonnenen relativen Abweichungen und ihre Vertrauensbereiche sind in den Bildern 8 und 9 dargestellt. Es ist daraus zu ersehen, daß bei den Luftschalldämmungen keine systematischen Abweichungen zwischen den Werten der PTB und den gemittelten Ergebnissen der Vergleichspartner bestehen. Der gezeichnete Vertrauensbereich, der bis auf den Wert bei 3200 Hz die Breite 2 nicht überschreitet, erlaubt den Schluß, daß die darin enthaltenen Werte der Standardabweichung als obere Schranken angesehen und sogar etwas verkleinert werden können. Die Trittschallmessungen führen zu ähnlichen Aussagen, jedoch deuten die Kurven bei 200 und 500 Hz darauf hin, daß dort offenbar noch kleine systematische Differenzen von etwa 0,3 dB zwischen den PTB-Werten und den gemittelten Ergebnissen der Vergleichspartner bestehen. Das Auswerteverfahren gestattet mittelbar also auch eine Kontrolle der PTB-Apparatur.

2.3.2. Standardabweichungen für Messungen unter Vergleichsbedingungen

Durch Vergleich der 1., 2. usw. Einzelmessungen der verschiedenen Beobachter untereinander wurden,

unveränderten Zustand des Meßobjekts vorausgesetzt, nach Gl. (1) auch Vergleichs-Standardabweichungen s_v ermittelt. Wegen der zugrunde liegenden verschieden großen Anzahl von Einzelmessungen sind sie in den Bildern 10 und 11 durch ihre entsprechend errechneten oberen und unteren Vertrauensgrenzen dargestellt. s_{v1} wurde unter Auslassung der insbesondere durch Gerätefehler stark systematisch abweichenden Messungen gewonnen. s_{v2} ist dagegen unter Berücksichtigung aller Meßergebnisse entstanden, um zu zeigen, mit welchen Streuungen man zu rechnen hätte, wenn über den Zustand der Geräte nichts bekannt ist. Zum Vergleich erscheint in den Bildern 10 und 11 auch die für Wiederholungsmessungen gültige Standardabweichung s_w . Für Trittschallmessungen (und ana-

betrachtet, so können sich, wenn man die Streu- oder Vertrauensbereiche für Wiederholungsmessungen den für Vergleichsmessungen gegenüberstellt, die Unterschiede zwischen s_w , s_{v1} und s_{v2} um mehr als den Faktor 2 vervielfachen. Wie in Abschnitt 2.1 ausgeführt, sind diese Bereiche z. B. für die statistische Sicherheit $S=95,44\%$ durch 2σ bzw. ts und ts/\sqrt{N} gegeben.

3. Systematische Fehler

Wie bekannt, hängen die Ergebnisse von Messungen der Luftschalldämmung und des Trittschallverhaltens flächenhafter Bauteile stark von den Versuchsbedingungen ab. Art der Schallquelle bzw. der mechanischen Anregung des Bauteiles, Analysier-Eigenschaften der Pegelmeßapparat sowie Größe und Beschaffenheit der Meßräume beeinflussen das Ergebnis. Durch Normung der Meßvorschriften versucht man, vergleichbare Ergebnisse verschiedener Beobachter zu erhalten. Die bei den geschilderten Vergleichsmessungen angestrebte getrennte Ermittlung von zufälligen und systematischen Fehlern verbunden mit einer Suche nach der Fehlerquelle für letztere ermöglicht ein Urteil darüber, ob die bestehende Prüfvorschrift alle maßgebenden Einflüsse erfaßt hat. Gleichzeitig hat sich bei den Vergleichsmessungen ergeben, wie sich Abweichungen von den genormten Meßbedingungen auswirken. Im folgenden werden einige dieser Einflüsse auf das Meßergebnis näher untersucht.

3.1. Mikrophone und Schalldruckmeßgeräte

Die üblicherweise bei bauakustischen Messungen verwendeten Mikrophone sind infolge ihrer Abmessungen, für gewöhnlich bei einem Durchmesser von 3 bis 4 cm, in ihrer Empfindlichkeit nicht mehr unabhängig von der Schalleinfallrichtung. Das Übertragungsmaß und sein Frequenzgang werden für ein Mikrophon im allgemeinen für eine ebene Welle angegeben, die in Richtung der Mikrophonachse oder der Normalen auf der Membranebene von vorn in das Mikrophon einfällt. Im ideal diffusen Schallfeld ändert sich dieses (logarithmische) Übertragungsmaß um einen Betrag, der sich aus dem Verhältnis der elektrischen Energien errechnet, die von einem Mikrophon mit richtungsunabhängiger Empfindlichkeit und von dem anfangs betrachteten Mikrophon, dessen Empfindlichkeit vom Einfallswinkel θ abhängig ist, an den gleichen Verbraucher abgegeben werden. Dabei sollen beide Mikrophone für $\theta=0^\circ$ gleiche Empfindlichkeit haben. Bezeichnet man das Verhältnis der Mikrophon-Ausgangsspannungen bei Einfall einer ebenen Welle unter dem Winkel θ und in Achsrichtung mit $f(\theta)=U_\theta/U_0$, so errechnet sich das oben definierte Energieverhältnis zu

$$Q = \frac{2}{\int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta}$$

Axialsymmetrie der Mikrophon-Empfindlichkeit vorausgesetzt [8]. Im logarithmischen Maß ergibt sich eine Korrektur

$$\Delta L = 10 \log \frac{2}{\int_0^\pi f^2(\theta) \sin \theta d\theta}$$

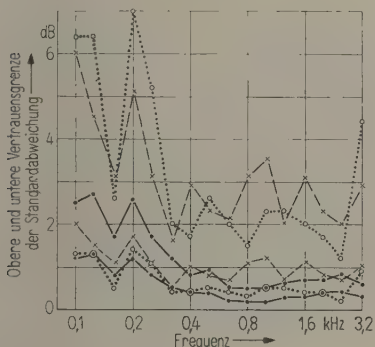


Bild 10. Luftschalldämmung; Vertrauensgrenzen der Standardabweichungen für Messungen unter Wiederhol- und Vergleichsbedingungen;
— s_w , s_{v1} , — · — s_{v2} .

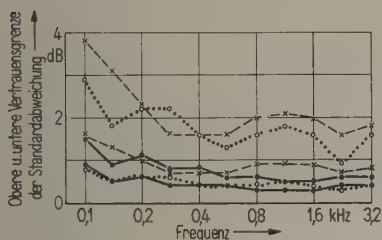


Bild 11. Trittschallstärke; wie Bild 10.

log für Luftschallmessungen) ist s_{v1} um etwa 0,2 bis 0,5 dB größer als s_w . Dieser Unterschied ist jedoch statistisch nicht hinreichend gesichert, weil sich die zu den s -Werten gehörenden Vertrauensbereiche noch überschneiden. Dagegen ist der aus allen Meßreihen errechnete Wert s_{v2} um 0,5 bis 1,25 dB größer als s_w , und ein Unterschied von etwa 0,4 dB kann ab 500 Hz auch als statistisch gesichert angesehen werden.

Werden statt der Standardabweichungen die Meßwerte und die zugehörige Meßunsicherheit selbst

Zum Zwecke der graphischen Integration trägt man $f(\theta)$ in einem Polarkoordinatennetz auf, in dem alle Radialrichtungen proportional $1/\sin \theta$ geteilt sind, oder in rechtwinklig kartesischen Koordinaten, bei denen die Abszisse im Maßstab $1 - \cos \theta$ geteilt ist. Durch Planimetrieren der so aufgetragenen Funktion $f(\theta)$ erhält man Q . Da im allgemeinen alle Mikrophone für $\theta = 0$ am empfindlichsten sind, muß ΔL zu den gemessenen Pegelwerten mit positivem Vorzeichen addiert werden.

In Tabelle I sind die Korrekturen für das diffuse Schallfeld zusammengestellt, wie sie sich für ein EZGN-Mikrofon der PTB nach Rechnung aus der Richtcharakteristik und durch Messung der Pegeldifferenzen im 250 m³ großen PTB-Hallraum gegenüber einem Neumann-Mikrofon sehr kleiner Abmessungen ergeben, dessen geringe Korrekturwerte für diffuses Schallfeld aus seiner Richtcharakteristik errechnet waren. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung im diffusen Schallfeld befriedigend.

Tabelle I

aus Richtcharakteristik errechnet		im Hallraum gemessen	
		Messung 1	Messung 2
800 Hz	— 0,65 dB	— 0,5 dB	— 0,7 dB
1120 Hz	— 1,34 dB	— 1,3 dB	— 1,2 dB
1600 Hz	— 2,20 dB	— 2,2 dB	— 2,3 dB
2240 Hz	— 3,02 dB	— 2,5 dB	— 2,9 dB
3200 Hz	— 3,55 dB	— 2,9 dB	— 3,5 dB

Das diffuse Schallfeld, für das die oben behandelten Korrekturen gelten, ist im allgemeinen bei schwach gedämpften Meßräumen bis herab zu 40 m³ Rauminhalt und Verwendung einer punktförmigen Schallquelle oberhalb 600 Hz und in ausreichender Entfernung von den Schallquellen recht gut gegeben. Eine schallabstrahlende Wand oder Decke des „leisen“ Raumes z. B. ist zweifellos schon nicht mehr als Punktschallquelle anzusprechen.

Ist nun noch der Raum, in dem das Empfangsmikrofon aufgestellt wird, stark gedämpft, wie es bei bewohnten Räumen üblicherweise zutrifft, so wird nicht mit Unrecht bezweifelt, ob in solchen Fällen noch Korrekturen für ein diffuses Schallfeld sinnvoll sind. Zumindest müßte dieser Fragenkomplex erst noch eingehend untersucht werden.

Die Abweichungen der Institute 1 und 5 beruhen auf der Nichtberücksichtigung der Korrekturen der Mikrofonempfindlichkeit bei diffusum Schalleinfall.

Verglichen mit den anderen systematischen Fehlern, die bei den Vergleichsmessungen zutage traten, spielten fehlerhafte Justierungen der Schalldruckmesser nur eine untergeordnete Rolle. Dagegen kann der Temperaturgang der Empfindlichkeit einer vielverwendeten Mikrofontype ohne Beachtung einer genügenden Einbrenndauer des Gerätes einen Fehler bis zu 0,5 dB ergeben (Institut Nr. 3). Selbstverständlich müssen auch Bereichumschaltfehler in den Pegelmessern kontrolliert werden, besonders bei Luftschalldämmungsmessungen.

3.2. Filter

Die Kalibrierung der Schallpegelmesser erfolgt im allgemeinen mit Sinus-Ton im freien Schallfeld, ohne daß irgendwelche Filter in das Gerät eingeschaltet sind.

Da aber für bauakustische Messungen die Ermittlung der Frequenzabhängigkeit des Schallpegels die Einschaltung von Bandpässen in den Pegelmesser notwendig macht, können streng genommen nur dann die Pegel in den einzelnen Bandpaßbereichen der Kalibrierung des Pegelmessers entsprechend richtig bestimmt werden, wenn die Bandpässe rechteckige Durchlaßkurven aufweisen und ihre Dämpfung bekannt ist. In Wirklichkeit weichen die Durchlaßkurven bekanntlich mehr oder weniger von der Idealform ab.

Maßgebend für den Pegel, der in einem Filterbereich angezeigt wird, wenn eine Geräuschspannung an seinem Eingang liegt, ist das Integral

$$\int_0^{\infty} U_a^2(f) df.$$

Dabei ist f die Frequenz und U_a die vom Filter an einen angepaßten Verbraucher abgegebene Spannung, wenn an dem Bandpaß eine konstante Eingangsspannung liegt. $U_a(f)$ muß bei betriebsmäßiger Anpassung des Filtereingangs an den davorliegenden Verstärker teil bestimmt werden.

Die PTB hat bei dem für die Trittschallmessung verwendeten Oktavbandpaß die Durchlaßkurven in sämtlichen Bereichen aufgenommen und das oben genannte Integral durch Planimetrieren bestimmt. Dann wurden die Abweichungen dieser Ergebnisse von denen des Bereichs in Dezibel ermittelt, dessen Durchlaßdämpfung in möglichst großem Frequenzbereich um die Bandpaßmitte mit der Durchlaßdämpfung des Pegelmessers übereinstimmte und dessen Durchlaßkurve so symmetrisch wie möglich war. Diese Werte dienten zur (relativen) Korrektur der in den einzelnen Bandpaßbereichen gemessenen Trittschallpegel.

Wie bei handelsüblichen Bandpässen festgestellt wurde, können diese Durchlaßdämpfungs-Unterschiede in der Größenordnung von 1 dB liegen. Da solche Abweichungen von Filterbereich zu Filterbereich stark variieren, sind sie von zufälligen Fehlern schlecht zu unterscheiden. Es ist ohne weiteres klar, daß sich bei Fehlanpassungen der Filter vollkommen andere Korrekturwerte ergeben als bei Anpassung, da dann die Durchlaßkurven höckerartige Erhebungen und Unsymmetrien aufweisen können.

Eine weitere Fehlerquelle können die durch fehlerhafte Bandfilter-Abstimmung oder unsymmetrische Flankensteilheiten bedingten Verschiebungen der Band-Mittenfrequenzen darstellen. Bei frequenzunabhängigen Geräuschspektren treten hierdurch kaum Fehlmessungen auf, wohl aber bei Spektren mit stark fallender oder steigender Frequenzabhängigkeit. Die Abweichungen der Trittschallergebnisse des Instituts Nr. 6, Kurve b (Bild 4) und der Luftschalldämmungsmessungen des Instituts Nr. 2, Kurve a (Bild 3) sind hauptsächlich auf Grund solcher Mittenfrequenz-Verschiebungen entstanden. Bei Schalldämmungsmessungen ist die für Send- und Empfangsgeräusch meist unterschiedliche Neigung der Spektrumsfunktion gegen die Frequenzachse in Verbindung mit einem schlechtjustierten Bandpaß die Ursache von Fehlmessungen.

Für Messungen der Schallpegel sind nach DIN 52 210 wahlweise Filter verschiedener Breite zugelassen. Davon machten einige Beobachter insofern Gebrauch, als mehrfach der Trittschallpegel mit Terzfiltern und die Luftschalldämmung mit Oktavfiltern bestimmt wurden. Die Meßergebnisse wichen z. T. erheblich von den Werten der PTB oder von den vom gleichen Beobachter mit

Filtern anderer Breite gemessenen Werten ab (Bilder 3 und 4), so daß sich die Frage erhob, ob die Ursache dafür in der unterschiedlichen Breite der Durchlaßbereiche zu suchen ist. Tatsächlich ist derartige möglich [9]. Zwar sind die mit $1/n$ -Oktavfilter gemessenen Pegel durch die Korrektur $10 \log n$ auf Oktavfiltermessungen zu reduzieren. Damit werden aber nicht diejenigen Einflüsse ausgeschaltet, die sich ergeben, wenn die gemessenen Pegel frequenzabhängig sind, die Kurven des Normtrittschallpegels oder diejenigen der Luftschallpegel im Sende- und Empfangsraum also eine Neigung gegen die Frequenzachse haben. Im folgenden werden die bei idealen Rechteckfiltern zu erwartenden Pegeldifferenzen berechnet, die zwischen Messungen mit Oktav- und Terzfiltern auftreten können. Die dem Schalldruck entsprechende Mikrophonspannung werde als Effektivwert angezeigt:

$$p = \sqrt{\frac{1}{2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} a^2(\omega) d\omega},$$

$a(\omega)$ Spektrumsfunktion, ω_1 , ω_2 untere und obere Grenzfrequenz des verwendeten Filters.

Der auf den Schalldruck p_0 bezogene Pegel ist

$$L = 20 \log p/p_0 = 10 \log \frac{\int_{\omega_1}^{\omega_2} a^2(\omega) d\omega}{2 p_0^2}.$$

Im Pegeldiagramm mit logarithmischer Frequenzskala hat ein mit der Neigung q gegen die Frequenzachse linear ansteigender Spektrumpegel, wie er von einem Filter der Bandbreite $\omega_2 - \omega_1 = 1$ gemessen wurde, die Form

$$L(\omega) = q \log C \omega = 10 \log \frac{a^2(\omega)}{2 p_0^2} \quad (C = \text{const}),$$

es gilt also
$$\frac{a(\omega)}{a(\omega_0)} = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{q/20}.$$

Dabei sind ω_0 und $a(\omega_0)$ die einem bestimmten Anfangspunkt zugeordneten Werte. Die Neigung q der Pegelkurve entspricht der Pegeldifferenz in Dezibel pro Frequenzdekade. Durch ein Filter mit den Grenzen ω_1 und ω_2 würde dann also der Pegel

$$L = 10 \log \left[\frac{a^2(\omega_0)}{1 + q/10} \cdot \frac{1}{\omega_0^{q/10}} \cdot A \right] - 10 \log 2 p_0^2$$

mit $A = \omega_2^{1+q/10} - \omega_1^{1+q/10}$ und $q \neq -10$ gemessen werden. Insbesondere gilt für ein Oktavfilter (Index „8“, $\omega_2 = 2 \omega_1$):

$$A_8 = \omega_1^{1+q/10} (2^{1+q/10} - 1),$$

für ein Terzfilter (Index „3“, dessen geometrische Mittenfrequenz mit derjenigen des Oktavfilters übereinstimmen möge,

$$A_3 = \omega_1^{1+q/10} (\sqrt[3]{2})^{1+q/10} [(\sqrt[3]{2})^{1+q/10} - 1],$$

sofern jetzt unter ω_1 stets die untere Grenzfrequenz des Oktavfilters verstanden wird. Die Neigung der mit den Filtern gemessenen Pegelkurven beträgt im logarithmischen Diagramm

$$q_F = \frac{dL}{d \log \omega_1} = 10(1 + q/10) = q + 10.$$

Der Anzeigeunterschied bei der Pegelmessung mit Oktav- und Terzfilter ergibt sich unabhängig vom Vor-

zeichen von q_F zu

$$(L_8 - L_3)' = 10 \log \frac{A_8}{A_3} = 10 \log \left(\frac{2^{q_F/10} - 1}{2^{q_F/30} - 1} \cdot \frac{1}{2^{q_F/30}} \right),$$

oder nach Umrechnung der Breite des Durchlaßbereiches des Terzfilters auf Oktavbreite im Sinne der Prüfvorschrift

$$L_8 - L_3 = 10 \log \left(\frac{2^{q_F/10} - 1}{2^{q_F/30} - 1} \cdot \frac{1}{3 \cdot 2^{q_F/10}} \right). \quad (11)$$

In dem bisher ausgeschlossenen Fall $q = -10$ oder $q_F = 0$ gilt

$$L = 10 \log \left[a^2(\omega_0) \omega_0 \ln \frac{\omega_2}{\omega_1} \right] - 10 \log 2 p_0^2,$$

und die zu Gl. (11) analoge Pegeldifferenz wird jetzt

$$L_8 - L_3 = 0.$$

Nur in diesem Falle stimmen also die mit Oktav- und Terzfiltern im Sinne der Norm gemessenen Pegel theoretisch überein. Die auf ideale Rechteckfilter bezogenen Differenzen der mit Oktav- und Terzfiltern bestimmten Pegel sind in Bild 12 in Abhängigkeit von der Neigung $|q_F|$ der Pegelkurve dargestellt. Man ersieht daraus, daß in den praktisch bei Trittschallmessungen vorkommenden Fällen (Neigungen $q_F \approx 30$ dB/Dekade) die Pegeldifferenzen theoretisch kleiner bleiben als 0,7 dB.

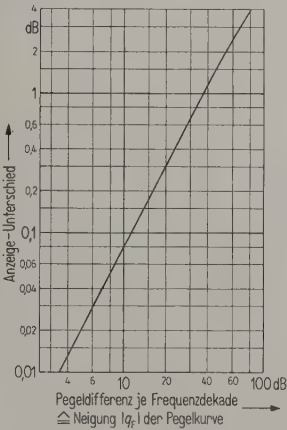


Bild 12. Pegel-Anzeigeunterschied von Oktav- und Terzfilter-Geräuschanalyse in Abhängigkeit von der Neigung der Pegelkurve, für Rechteckfilter gerechnet.

Bei Messungen der Luftschalldämmung ist zu berücksichtigen, daß im allgemeinen sowohl die im Sende- als auch die Empfangspegel frequenzabhängig sind. Dementsprechend ist dort beim Vergleich von Oktavfilter- und Terzfiltermessungen mit Differenzen

$$\begin{aligned} R_8 - R_3 &= (L_{S8} - L_{E8}) - (L_{S3} - L_{E3}) = \\ &= (L_{S8} - L_{S3}) - (L_{E8} - L_{E3}) \end{aligned}$$

(„S“ Senderaum, „E“ Empfangsraum)

zu rechnen. Diese Differenzen können theoretisch, je nach den Neigungen q_F der Pegelkurven, mehrere dB betragen.

Die Ergebnisse der vorstehenden Überlegungen können nur als Anhaltswert dienen, weil die praktisch ver-

wendeten Filter stets vom Idealfilter abweichen. Außerdem war es bei der Auswertung der Ergebnisse der Vergleichsmessungen kaum möglich, die zu erwartenden geringen Abweichungen von anderen systematisch beeinflussten Abweichungen zu trennen.

3.3. Lautsprecher

Die einzelnen Institute verwendeten unterschiedliche Schallquellen, teils Einfachlautsprecher, teils Lautsprecherkombinationen. Dabei können Richtwirkung und Aufstellungsart der Lautsprecher bei Dämpfungsmessungen Abweichungen ergeben. Besonders bei zeilenförmigen Mehrfachlautsprechern wurden solche Abweichungen beobachtet (Institut Nr. 10). Von der PTB begonnene qualitative Untersuchungen zur Abhängigkeit des gemessenen Schalldämmmaßes von der Richtung der Beschallung des Meßobjektes (12 cm Massivbeton-Rohdecke) ergaben im oberen Frequenzbereich Pegelabweichungen bis zu 4 dB bei Änderung des Einstrahlwinkels. Institut Nr. 4 hat ebenfalls mit unterschiedlichen Lautsprecherstellungen und -orientierungen abweichende Ergebnisse gemessen. Zur Vermeidung dieser Effekte empfiehlt es sich, für die Abstrahlung der höheren Frequenzen Lautsprecheranordnungen mit annähernd kugelförmiger Richtcharakteristik zu verwenden. Dagegen ist die Verwendung von mehreren Tieftonlautsprechern, womöglich in verschiedenen Raumecken, wegen der damit unter Umständen verbundenen starken Erhöhung der Pegelschwankungen im Raum sehr unzumutbar.

3.4. Hammerwerk

Zwischen den Hammerwerken einiger Institute und dem der PTB ergaben sich frequenzabhängige Trittschallunterschiede von 1 bis 2 dB. Als Ursache hierfür wurde die nicht normgerechte Abrundung der Hammerköpfe festgestellt. Bild 13 zeigt als Beispiel die unterschiedlichen Trittschallspektren bei Verwendung von Hammerköpfen mit verschiedenen Krümmungsradien. Die Schlagflächen der Hammerköpfe hatten teilweise nur Krümmungsradien von etwa 50 mm gegenüber den vorgeschriebenen 500 mm (vgl. Ergebnisse der Institute Nr. 1, 3 und 10). Eine Erklärung für den Zusammenhang zwischen Frequenzspektren und Hammerkopfrundung konnte bisher nicht gefunden werden.

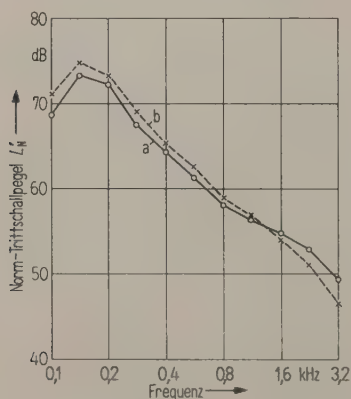


Bild 13. Norm-Trittschallstärke bei verschiedenen Hammerwerken; a) 500 mm, b) 50 mm Hammerkopfradius.

Die niedrigeren Pegel bei zu kleinen Hammerkopfradien im oberen Frequenzbereich könnten allenfalls mit Zerstörungen der Estrichoberfläche erklärt werden, nicht aber die höheren Pegel im unteren Frequenzbereich.

Abweichungen treten offensichtlich auch auf, wenn die Hammerköpfe nicht aus einheitlichem Material aufgebaut sind. Das Institut Nr. 2 arbeitete mit einem Hammerwerk, dessen Köpfe zwar normgerecht waren, jedoch Zwischenringe aus Hartgewebe besaßen. Besonders im oberen Frequenzbereich ergibt dies niedrigere Pegelwerte, wie in Untersuchungen im Anschluß an die Vergleichsmessungen auch durch das betreffende Institut selbst nachgewiesen wurde.

3.5. Nachhallmessungen

Nachhallmessungen gaben Anlaß zu Abweichungen durch unterschiedliche Auswertung durchhängender Nachhallkurven. Nach Beobachtungen der PTB können die Streuungen bei Mitauswertung solcher Kurven am kleinsten gehalten werden, wenn deren Anfangs- und Endneigung gemittelt werden.

Bei Verwendung von Knallen zur Nachhallregistrierung in einem Fall wurden längere Nachhallzeiten als bei Anregung mit kontinuierlichen Geräuschen gemessen, besonders im unteren Frequenzbereich. Ein anderes Institut hat den Pistolknall durch ein Loch von 5 cm ϕ in den Meßraum eintreten lassen. Auch hierbei zeigten sich in einigen Frequenzbereichen etwas höhere Nachhallwerte. Im ersten Fall war der Knall wesentlich lauter als im zweiten.

3.6. Geräuschart

Anregung mit gleitendem Heulton verursachte keine systematisch größeren Abweichungen als Verwendung von Rauschbändern. Feste Heultöne dagegen, die allerdings nur in einem Fall vorkamen, scheinen zu größeren Streuungen zu führen (vgl. Institut Nr. 1, Kurve a).

(Eingegangen am 29. November 1957.)

Schrifttum

- [1] BECKER, G., BOBBERT, G. und BRANDT, H., Bauakustische Vergleichsmessungen. *Acustica* 2[1952], Beiheft 3, AB 176.
- [2] EISENBERG, A., Bauakustische Vergleichsmessungen. *Forsch. Fortschr. Bauwesen* (D) [1956], Heft 23, 13.
- [3] KLAPDOR, R., Die Genauigkeit raum- und bauakustischer Messungen. Dissertation Technische Hochschule Karlsruhe 1955.
- [4] DIN 52 210: Bauakustische Prüfungen, Luftschalldämmung und Trittschallstärke, Juli 1952.
- [5] GRAF, U. und HENNING, H.-J., Formeln und Tabellen der mathematischen Statistik. Springer-Verlag, Berlin 1953.
- [6] LINDER, A., Statistische Methoden für Naturwissenschaftler, Mediziner und Ingenieure. Verlag Birkhäuser, Basel 1951.
- [7] SCHMETTERER, L., Einführung in die mathematische Statistik. Springer-Verlag, Wien 1956.
- [8] BAUMZWEIGER, B., Graphical determination of the random efficiency of microphones. *J. acoust. Soc. Amer.* 11 [1940], 477.
- [9] BERANEK, L. L., *Acoustic measurements*. J. Wiley & Sons, Inc., New York 1950.

MEASUREMENT OF ACOUSTIC IMPEDANCE IN A RESONANT SPHERICAL ENCLOSURE

by M. A. FERRERO and G. G. SACERDOTE

Istituto Elettrotecnico Nazionale, Torino, Italy

Summary

From measurements of the resonant frequency and the decay constant in the first radial mode of vibration of a spherical enclosure containing a concentric sphere of absorbent material, it is possible to obtain the acoustic impedance of this material. The experimental apparatus described may be used for measurements of impedance of samples in various gases in different conditions of pressure and temperature.

Sommaire

Les mesures de la fréquence de résonance et de la constante d'affaiblissement du premier mode radial de vibrations d'une cavité sphérique renfermant une sphère concentrique en matériel absorbant, permettent d'obtenir l'impédance acoustique de ce matériel. L'appareillage expérimental décrit peut servir à mesurer l'impédance d'échantillons sphériques dans des gaz divers, et dans différentes conditions de pression et de température.

Zusammenfassung

Aus Messungen der Resonanzfrequenz und der Dämpfungskonstante der 1. Radialmode in einem kugelförmigen Hohlraum, der konzentrisch eine Kugel aus Absorptionsmaterial enthält, ist es möglich, die akustische Impedanz dieses Materials zu bestimmen. Die beschriebene Apparatur kann für Impedanzmessungen kugelförmiger Proben in verschiedenartigen Gasen bei verschiedenen Drucken und Temperaturen benutzt werden.

1. Introduction

The proposed problem is the study of the acoustic behaviour of small samples of absorbent material in gases under different conditions of temperature and pressure.

Generally measurements of acoustic impedance are made with a standing wave tube, a method which presents some difficulties for our purpose, as the apparatus is too large to be put in a thermostatic chamber and contains movable parts. The acoustic impedance is then measured from the change of the decay constant and the resonance frequency, caused by the presence of the material under examination.

Since quantitative experimental data are required, it is convenient to use a system of definite dimensions, suitable for filling with a gas under different conditions of temperature and pressure. The space contained in a sphere is particularly apt to this purpose, when the gas vibrates in the radial fundamental mode: the sample of the material under examination must have a spherical shape, concentric with the containing sphere. Then the system has only one degree of freedom and the problem can easily be treated.

2. General relations

The resonant frequency f and the decay constant k are studied for a space between two concentric spheres, of radius R_1 and R_2 : the surfaces of these

two spheres present an acoustic impedance respectively indicated by Z_1 and Z_2 . We put

r distance of a point from the centre,

ρ density of the medium,

c sound velocity,

$\Theta = -k + j 2 \pi f$ propagation constant for a radial propagation of sinusoidal waves.

The pressure P and the radial velocity V are given by

$$P = \rho \Theta \frac{A e^{\Theta r/c} + B e^{-\Theta r/c}}{r}, \quad (1)$$

$$V = \frac{A \left(1 - \left(\frac{\Theta r}{c} \right) e^{\Theta r/c} + B \left(1 + \frac{\Theta r}{c} \right) e^{-\Theta r/c} \right)}{r^2}, \quad (2)$$

where A and B are two constants depending on boundary conditions.

On the spherical surfaces of radius R_1 and R_2 we must have:

$$P_1/V_1 = Z_1 \cdot 4 \pi R_1^2, \quad -P_2/V_2 = Z_2 \cdot 4 \pi R_2^2. \quad (3)$$

Then putting

$$\alpha = \Theta R_1/c \quad \text{and} \quad h = R_2/R_1$$

we have for the external sphere

$$A e^{\alpha} [\alpha \rho c - (1 - \alpha) 4 \pi R_1^2 Z_1] + B e^{-\alpha} [\alpha \rho c - (1 + \alpha) 4 \pi R_1^2 Z_1] = 0$$

and for the internal sphere

$$A e^{ah} [\alpha h \rho c + (1 - \alpha h) 4 \pi R_2^2 Z_2] + B e^{-ah} [\alpha h \rho c + (1 + \alpha h) 4 \pi R_2^2 Z_2] = 0.$$

Eliminating A and B from these equations:

$$e^{a(1-h)} \left[\frac{\alpha - (1-\alpha) z_1}{\alpha h + (1-\alpha h) z_2} \right] = e^{-a(1-h)} \left[\frac{\alpha - (1+\alpha) z_1}{\alpha h + (1+\alpha h) z_2} \right], \quad (4)$$

where

$$z_1 = \frac{Z_1}{\rho c} 4\pi R_1^2 \quad \text{and} \quad z_2 = \frac{Z_2}{\rho c} 4\pi R_2^2.$$

Some consequences of the equation [4] are now examined.

3. Sound propagation in a spherical enclosure

The first well-known case is when the gas is contained in a sphere with rigid walls: it is possible to find the frequency of resonance f_0 and the problem has been treated by Lord RAYLEIGH in his "Theory of Sound".

In this case the wall of the external sphere is rigid and the radius of the internal sphere becomes zero; we have $z_1 = \infty$ and $h=0$; from the equation (4) we obtain the known equation

$$\tanh \alpha = \alpha. \quad (5)$$

In this case α is a purely imaginary quantity, equal to $j 2\pi f_0 R_1/c$, then:

$$\tan \frac{2\pi f_0 R_1}{c} = \frac{2\pi f_0 R_1}{c}. \quad (6)$$

The first root of this equation, corresponding to the radial mode of vibration of lowest pitch, is

$$2\pi f_0 R_1/c = 1.4303\pi = 4.4934. \quad (7)$$

The pressure reaches a maximum value on the surface of the sphere, a minimum value at the centre, and there is a spherical surface, defined by $2\pi f_0 r_0/c = \pi$, or $r_0 = 0.7 R_1$, on which the pressure is zero, as stated in Lord RAYLEIGH's theory.

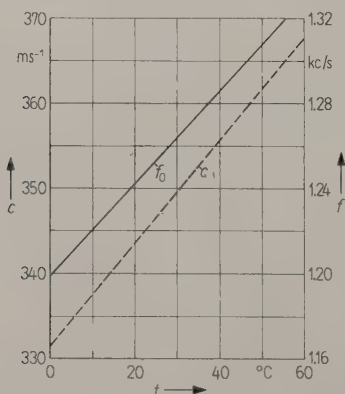


Fig. 1. The resonant frequency f of a spherical enclosure of radius $R_1 = 20$ cm, and the velocity of sound c in function of the temperature.

The resonance frequency depends on the velocity of propagation c , and so on the temperature. In Fig. 1 is given the graph of the resonance radial frequency f_0 in terms of the temperature for a sphere of $R_1 = 20$ cm in air.

4. Impedance of the wall

When the impedance z_1 is very large, but not infinite, the equation (4), for $h=0$, becomes

$$z_1 = \frac{\alpha \sinh \alpha}{\sinh \alpha - \alpha \cosh \alpha} \quad \text{or} \quad \frac{1}{z_1} = \frac{1}{\alpha} - \coth \alpha. \quad (8)$$

In this case the resonator presents a decay constant k_1 and the resonant frequency f_1 will vary a little from the previous resonant frequency f_0 :

$$f_1 = f_0 + \Delta f_1.$$

We have

$$\alpha = (-k_1 + j 2\pi f_1) \frac{R_1}{c} = \quad (9)$$

$$= (-k_1 + j 2\pi \Delta f_1) \frac{R_1}{c} + j \frac{2\pi f_0 R_1}{c} = \delta_1 + j \alpha_0,$$

where

$$\delta_1 = (-k_1 + j 2\pi \Delta f_1) \frac{R_1}{c}, \quad \alpha_0 = \frac{2\pi f_0 R_1}{c}.$$

k_1 and Δf_1 are very small compared with f_1 .

From equation (8)

$$\frac{1}{z_1} = \frac{1}{\delta_1 + j \alpha_0} - \coth(\delta_1 + j \alpha_0),$$

developing in series we obtain simply

$$\frac{1}{z_1} = -\delta_1 \quad \text{or} \quad \frac{1}{z_1} = (k_1 - j 2\pi \Delta f_1) \frac{R_1}{c}. \quad (10)$$

If the dissipation is caused by an action on the surface, from the value of k_1 and Δf_1 (which can be directly measured by experiment) it is possible to obtain the value of z_1 on the reflecting surface.

5. Absorption of the gas

The influence of the absorption of the gas is now considered, when $R_2 = 0$ and $z_1 = \infty$. The problem is treated [1] by supposing that the velocity of propagation c_d is a complex quantity:

$$c_d = c \left(1 + j \frac{c \beta}{2\pi f_1} \right), \quad (11)$$

where β is a dissipative parameter depending from the nature and conditions of the gas, expressed in neper $\cdot m^{-1}$.

Still indicating by k_1 the decay constant and f_1 the resonant frequency, the fundamental equation (5) becomes

$$\tanh \frac{(-k_1 + j 2\pi f_1) R_1}{c \left(1 + j \frac{c \beta}{2\pi f_1} \right)} = \frac{(-k_1 + j 2\pi f_1) R_1}{c \left(1 + j \frac{c \beta}{2\pi f_1} \right)}. \quad (12)$$

The first root of this equation is

$$\tan \frac{2\pi f_1 R_1}{c} = \frac{2\pi f_1 R_1}{c},$$

then $2\pi f_1 R_1/c = 4.4934$ and $k_1 = c\beta$.

In the following conditions: air temperature = 20°C, relative humidity = 70%, $f_1 = 1250$ c/s, we have

$$\beta = 2 \cdot 10^{-4} \text{ neper} \cdot \text{m}^{-1}.$$

The reverberation time T is given by

$$T = \frac{6.91}{k} = \frac{6.91}{c\beta}.$$

For a spherical enclosure of radius $R_1 = 20$ cm in our conditions, we obtain

$$T = 101 \text{ s}.$$

In the experimental conditions, the absorption is mostly caused by the walls.

Remembering SABINE's formula, which gives the reverberation time $T = 0.16 V/aS$, where V is the volume and S the surface of the enclosure covered with homogeneous material giving an acoustical absorption coefficient a , we obtain in the case of a spherical enclosure of radius R_1

$$a = 0.16 R_1/3T.$$

Using a sphere of radius $R_1 = 20$ cm and the measured experimental value $T = 3.86$ s, we obtain an equivalent coefficient of wall absorption $a = 2.8 \cdot 10^{-3}$.

6. Impedance of the absorbent material

Starting from equation (4) it is possible to write the following relation, which is apt for calculating the value of z_2

$$\frac{1}{z_2} = \frac{(z_1 - a) \cosh \alpha(1-h) - \alpha z_1 \sinh \alpha(1-h)}{(\alpha - z_1) \sinh \alpha(1-h) + \alpha z_1 \cosh \alpha(1-h)} - \frac{1}{\alpha h} \quad (13)$$

The value of $1/z_1$ being very small, by developing in series we obtain

$$\frac{1}{z_2} = \frac{\cosh \alpha(1-h) - \alpha \sinh \alpha(1-h)}{\alpha \cosh \alpha(1-h) - \sinh \alpha(1-h)} - \frac{1}{\alpha h} - \frac{1}{\alpha^2} \frac{1}{z_1 [\alpha \cosh \alpha(1-h) - \sinh \alpha(1-h)]^2}.$$

When the decay constant and the variation of frequency are very small (the internal sphere of absorbent material is small), it is possible to give a further approximate relation in order to calculate the value of z_2 . Indicating by f_2 the new resonant frequency, and by Δf_2 the change of frequency caused by the absorbent material ($\Delta f_2 = f_2 - f_0$),

$$\delta_2 = (-k_2 + j 2\pi \Delta f_2) \frac{R_1}{c}.$$

By developing in series and remembering that $\delta_1 = -1/z_1$ we obtain

$$\frac{1}{z_2} = j \left(\frac{1}{\alpha_0 h} - \cot \alpha_0 h \right) + \delta_2 \left(\frac{h - \sin^2 \alpha_0}{\sin^2 \alpha_0 h} - \frac{1}{\alpha_0^2 h} \right) + \delta_1 \left(\frac{\sin^2 \alpha_0}{\sin^2 \alpha_0 h} \right) \quad (14)$$

or $1/z_2 = j L(h) + \delta_2 M(h) + \delta_1 N(h)$,

remembering that, from (7), $\alpha_0 = 4.4934$.

The coefficients $L(h)$, $M(h)$ and $N(h)$ of this equation are reported in Fig. 2 in terms of h .

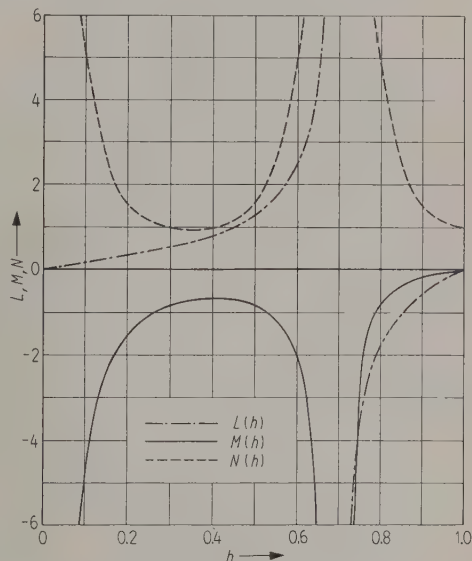


Fig. 2. Values of $L(h)$, $M(h)$, $N(h)$ in function of $h = R_2/R_1$.

For h small ($h < 0.3$) approximatively we have $M = -N$ and remembering that f_0 and f_1 are respectively the theoretical and the experimental frequency of resonance of the sphere without the absorbent material, and f_2 is the resonant frequency with the absorbent material, we have

$$\delta_2 = \frac{\alpha_0}{2\pi f_0} (-k_2 + j 2\pi \Delta f_2),$$

$$\delta_1 = \frac{\alpha_0}{2\pi f_0} (-k_1 + j 2\pi \Delta f_1).$$

The equation (14) becomes

$$\frac{1}{z_2} = j \left(\frac{1}{\alpha_0 h} - \cot \alpha_0 h \right) + \left(\frac{k_2 - k_1}{2\pi f_0} + j \frac{f_1 - f_2}{f_0} \right) \alpha_0 \frac{\sin^2 \alpha_0}{\sin^2 \alpha_0 h}. \quad (15)$$

Finally we obtain the approximate usefull relation

$$z_2 = \left(\frac{k_2 - k_1}{2\pi f_0} - j \frac{f_1 - f_2}{f_0} \right) \times \frac{\alpha_0 (\alpha_0 h)^2 \sin^2 \alpha_0}{(\sin \alpha_0 h - \alpha_0 h \cos \alpha_0 h)^2} - j \frac{\alpha_0 h \sin \alpha_0 h}{\sin \alpha_0 h - \alpha_0 h \cos \alpha_0 h} \quad (16)$$

$$\text{or } z_2 = \left(\frac{k_2 - k_1}{2\pi f_0} - j \frac{f_1 - f_2}{f_0} \right) P(h) - j Q(h)$$

for $h < 0.3$.

The coefficients $P(h)$ and $Q(h)$ of this equation are shown in Fig. 3 and 4 in terms of h .

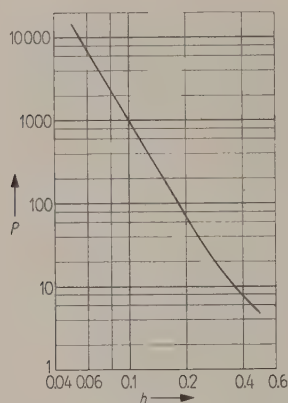


Fig. 3. Values of $P(h)$, in function of $h = R_2/R_1$.

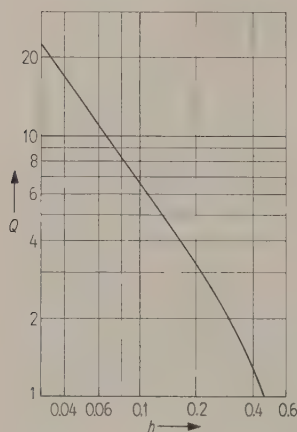


Fig. 4. Values of $Q(h)$, in function of $h = R_2/R_1$.

7. Comparison with standing wave measurements

It is interesting to examine more accurately the significance of the measurements of the impedance on a sphere (of radius r) of porous and homogeneous absorbent material.

The acoustical properties of the absorbent material may be expressed through two complex quantities: the velocity of propagation c' and the density ρ' , related to the characteristic parameters of the material (acoustic characteristic impedance Z_c and constant of propagation γ), by the following equation:

$$Z_c = \rho' c', \quad \gamma = j \omega / c'. \quad (17)$$

The impedance, measured on the surface of the sphere for concentric sound waves, is obtained starting from the values of pressure and velocity for a sinusoidal propagation of frequency f . The radial velocity on the surface of the sphere, from equations (2) and (3), is given by putting now $j \omega / c'$ instead of Θ/c .

For symmetry the velocity at the centre of the sphere must be zero: in consequence $A = -B$; then from eqs. (1) and (2)

$$P = (\rho' c') \left(j \frac{\omega}{c'} \right) 2j A \frac{\sin(\omega r / c')}{r} = -2 \frac{\rho' \omega A \sin(\omega r / c')}{r}$$

$$V = 2j A \frac{\sin \frac{\omega r}{c'} - \frac{\omega r}{c'} \cos \frac{\omega r}{c'}}{r^2}$$

The admittance on the sphere becomes

$$-\frac{V}{P} = \frac{1}{4\pi r^2 z_2} = \frac{1}{j \rho' c'} \left(\cot \frac{\omega r}{c'} - \frac{1}{\omega r / c'} \right) = \frac{1}{\rho' c'} \left(\coth \gamma r - \frac{1}{\gamma r} \right).$$

The admittance relative to that of a sphere of air, expressed as a function of the parameters Z_c and γ , is

$$\frac{1}{z_2} = \frac{Z_0}{Z_c} \left(\coth \gamma r - \frac{1}{\gamma r} \right). \quad (18)$$

The relative impedance of a plane layer of the same material of thickness r , against a rigid wall, is, as known,

$$z_p = \frac{Z_c}{Z_0} \coth \gamma r. \quad (19)$$

For a complete examination of the problem, in order to make a comparison between the behaviour of a sphere of absorbent material and of a plane layer of the same material, it is necessary to know the parameters Z_c and γ , which are not determined by a simple measurement of impedance.

When the thickness of the sample is small compared with the wave-length, and when the equivalent electric schema of the system can be expressed by a resistance R in series and a capacitance C in parallel (for unit of length), it is possible to put

$$Z_c = \sqrt{R/j\omega C}, \quad \gamma = \sqrt{j\omega RC}.$$

Therefore, developing for r small and remembering that

$$\coth \gamma r = \frac{1}{\gamma r} + \frac{\gamma r}{3} - \frac{(\gamma r)^3}{45}$$

we obtain for z_p and z_2 the following expressions:

$$z_p = \frac{R}{3} r + \frac{1}{j\omega C r},$$

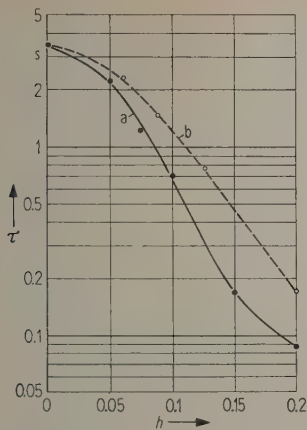


Fig. 5. Reverberation time T in function of $h = R_2/R_1$;
curve a: rock-wool, 66 kg/m^3 ,
curve b: rock-wool, 10 kg/m^3 .

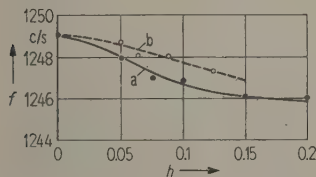


Fig. 6. Resonant frequency f in function of $h = R_2/R_1$;
curve a: rock-wool, 66 kg/m^3 ,
curve b: rock-wool, 10 kg/m^3 .

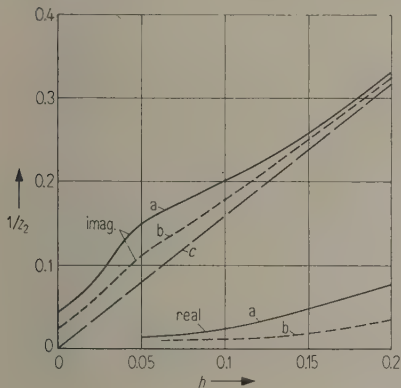


Fig. 7. Diagram of real and imaginary parts of the admittance $1/z_2$ in function of $h = R_2/R_1$ for the absorbent spheres of rock-wool;
curve a: 66 kg/m^3 , curve b: 10 kg/m^3 .
The curve c represents the admittance of a sphere of air in function of $h = R_2/R_1$.

$$z_2 = \frac{\frac{R}{5}r + \frac{1}{j\omega C r/3}}{1 + \left(\frac{\omega R C r^2}{15}\right)^2} \approx \frac{R}{5}r + \frac{3}{j\omega C r}$$

When the radius of the sphere is small, in the approximation now considered, the real and imaginary parts of the impedance of the sphere of absorbent material are respectively 0.6 and 3 times the corresponding parts of the impedance of the plane layer of the same absorbent material.

8. Experimental results

A first series of experiments has been made with the apparatus here described. The air contained in a spherical enclosure with rigid glass walls and radius $R_1 = 19.75 \text{ cm}$ is put in vibration by a sound source situated at the surface of the sphere; the microphone is put diametrically opposite to the sound source. This sphere at the temperature of 20°C , for the first radial mode of vibration, presents a resonant frequency $f_1 = 1249 \text{ c/s}$ and a reverberation time $T = 3.50 \text{ s}$, corresponding to a decay constant $k_1 = 1.96$.

Inside this sphere and concentric with it, it is possible to put a sphere of absorbent material of radius R_2 ; the material used was: rock-wool (a) (66 kg/m^3) and rock-wool (b) (10 kg/m^3).

From the registration of the decay curves, the decay constants have been found experimentally for each sphere; the resonance frequencies have been found from the resonance curves.

Using the approximate formula (15) the admittances $1/z_2$ have been computed. The results of the measurements are reported in the diagrams of Figs. 5 and 6.

The Fig. 7 shows the real and imaginary part of the admittances of the absorbent materials used, in terms of h . The curve c represents the admittance of a sphere of air of radius determined by h , which is purely reactive; this curve corresponds to the coefficient $Q(h)$ previously calculated.

The experimental method here described will be used to study the behaviour of a porous material in a gas at various conditions of pressure and temperature.

(Received February 11th, 1958.)

Reference

- [1] SKUDRZYK, E., Die Grundlagen der Akustik. Springer-Verlag, Wien 1954, p. 778.

OPTISCHE MODELLVERSUCHE ZUR STATIONÄREN DIFFUSITÄT IN HALLRÄUMEN

von H. KUTTRUFF

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Frage, in welcher Weise die Diffusität eines stationären Schallfeldes von der Raumgeometrie und von den Reflexionseigenschaften der Wände abhängt. Sie wurde für den Grenzfall sehr hoher Frequenzen an Hand eines optischen Modelles untersucht. Mittels einer richtungsselektiven Sperrsicht-Photozelle wurde die Richtungsdiffusität in Abhängigkeit vom Raumgrundiß, von der Anordnung der Lichtquelle und von der Wandbeschaffenheit gemessen. Es zeigte sich, daß zur Erzielung einer hohen Richtungsdiffusität bei regulär reflektierenden Wänden eine geringe Abweichung vom Rechteckgrundiß vorteilhaft sein kann und daß die Lichtquelle nicht in einer Raumecke oder Raumkante stehen sollte. Besonders hohe Richtungsdiffusitäten wurden bei nichtgeometrisch reflektierenden Raumwänden erhalten; ein nennenswerter Einfluß der Raumform auf die Meßwerte war hier nicht nachweisbar. — Bei zum Teil absorbierenden Wänden ergab sich nur dann ein einfacher Zusammenhang zwischen der Größe der absorbierenden Wandfläche und der Richtungsdiffusität, wenn die nicht mit Absorptionsmaterial bedeckten Wände das auffallende Licht diffus reflektierten.

Summary

The dependence of the diffusity of a stationary sound field in a room on the geometry and the reflective properties of the walls was studied for the case of very high frequencies with an optical analogue. Using a directional photocell the directional diffusity was measured in dependence on the ground plan, the position of the light source and the reflective properties of the walls. It follows that in order to produce high directional diffusity with specularly reflecting walls a slight departure from the rectangular form could be an advantage, and that it is a disadvantage to locate the source in a corner or recess. The best results were obtained with irregularly reflecting walls; in this case no considerable influence of the form of the room was found. — If a part of the wall area was absorbing a simple relation between the size of the absorbing area and the directional diffusity was only given if the rest of the walls were reflecting irregularly.

Sommaire

On traite, dans le présent travail, le problème de la mesure dans laquelle la diffusion d'un champ sonore stationnaire dépend de la forme géométrique de la salle et des propriétés réfléchissantes des parois. L'étude a été faite dans le cas limite des fréquences très élevées, au moyen d'un procédé optique. A l'aide d'une photocellule directive à couche d'arrêt, on a mesuré la diffusion directive en fonction du profil de la salle, de la disposition de la source lumineuse et de l'état des parois. On a trouvé que, pour obtenir une grande diffusion directive avec des parois uniformément réfléchissantes, il peut être avantageux de s'écarter légèrement du profil rectangulaire, et qu'il ne faut pas placer la source lumineuse dans un angle ou un recoin de la pièce. On a obtenu des diffusions directives particulièrement élevées avec des parois réfléchissant de façon non géométrique; on n'a pas constaté, par ailleurs, d'influence appréciable de la forme de la pièce sur les résultats. Dans le cas des parois partiellement absorbantes, il n'existe une relation simple entre la grandeur des surfaces de parois absorbantes et la diffusion directive que si les parois non revêtues d'un matériau absorbant réfléchissent de manière diffuse la lumière incidente.

I. Einleitung

Es ist bekannt, daß nach dem Hallraumverfahren ausgeführte Absorptionsgradmessungen oft unbefriedigende Ergebnisse zeitigen. Einerseits beobachtet man nicht selten Werte, die zum Teil weit über 100% liegen, und andererseits stimmen die in verschiedenen Laboratorien am selben Material erhaltenen Werte nur schlecht miteinander überein (siehe z.B. [1]). Ersteres ist wohl auf Beugungserscheinungen an den Schluckstoffrändern zurückzuführen

und kann mit Sicherheit dann vermieden werden, wenn man eine Hallraumwand vollkommen mit dem Prüfmaterial bedeckt und damit das Auftreten von freien Rändern verhindert. Die mangelhafte Übereinstimmung der von verschiedenen Autoren gemessenen Absorptionsgrade hat ihren Grund in der ungenügenden Einhaltung der Voraussetzung, an die das Hallraumverfahren geknüpft ist. Die dieser Methode zugrunde liegende statistische Nachhalltheorie verlangt nämlich, daß in jedem Raumpunkt alle

Richtungen gleichmäßig an der Schallausbreitung beteiligt sind, und das während des gesamten Nachhallvorganges. Ein solches Schallfeld nennt man „diffus“. Diese Bedingung muß nicht nur bei Nachhallversuchen, sondern auch bei stationären Messungen im Hallraum erfüllt sein, z. B. bei der Messung der gesamten akustischen Leistung einer Schallquelle [2].

Gerade das letzte Verfahren hat ein Analogon in der Optik, nämlich die Lichtstärkebestimmung mit Hilfe der Ulbrichtschen Kugel. Darunter versteht man eine Hohlkugel von 0,5 bis 3 m Durchmesser, die innen mit einem mattweißen Anstrich von hohem, diffusem Reflexionsvermögen versehen ist. Bringt man eine Lichtquelle in diese Kugel ein, so stellt sich eine ortsunabhängige Beleuchtungsstärke der Wand ein, die als Maß für die gesamte, von der Lichtquelle abgegebene Leistung angesehen werden kann, sofern die Kugelwand das Licht gemäß dem Lambertischen Kosinusetz reflektiert. Man kann leicht zeigen, daß dann auch die an einen guten Hallraum zu stellende Bedingung möglichst hoher Diffusität erfüllt ist, d. h., daß keine Vorzugsrichtungen der Ausbreitung vorhanden sind. Ein idealer Hallraum müßte demnach folgende Merkmale aufweisen: er müßte Kugelform haben und der auf die Raumwände auftreffende Schall müßte vollkommen diffus, d. h. nach dem Lambertischen Gesetz zurückgeworfen werden.

Diese Folgerungen sind schon 1937 von E. MEYER [3] gezogen worden. Im folgenden soll an Hand optischer Modellversuche untersucht werden, inwieweit diese idealen Verhältnisse noch vorliegen, wenn man von der einen oder der anderen Forderung abgeht. So wird von vornherein die Kugelform des Raumes aufgegeben. Statt dessen werden Modellräume untersucht, die von ebenen Flächen begrenzt werden. Es liegt in der Natur der Sache, daß solche optische Versuche und ihre Ergebnisse nur für den Grenzfall sehr hoher Frequenzen auf den akustischen Parallellfall übertragbar sind. Das Gebiet tiefer Frequenzen muß mit ganz anderen Methoden untersucht werden, worüber schon an anderer Stelle berichtet wurde [4]. Eine weitere Einschränkung ergibt sich durch die Unmöglichkeit, optische „Nachhallversuche“ mit erträglichen Mitteln anzustellen. Wir müssen uns hier also auf das stationäre Verhalten von Hallräumen bei hohen Frequenzen beschränken.

2. Die Meßmethode

Zur Charakterisierung der Diffusität von Schallfeldern benutzt man zweckmäßig die „Richtungsdiffusität“, wie sie von THIELE definiert wurde [5]. Demgemäß werden wir auch in den hier zu beschreibenden optischen Modellversuchen die Richtungs-

verteilung der Energieausbreitung durch diese Größe kennzeichnen. Da wir im Gegensatz zu dem genannten Autor diese Verteilung nicht über die ganze Richtungskugel, sondern nur in einer Ebene untersuchen, müssen wir die Definition der Richtungsdiffusität folgendermaßen abändern:

Die Richtungsverteilung werde mit einem Richtempfänger gemessen, dessen jeweilige Stellung durch den Winkel α gekennzeichnet wird. $E(\alpha)$ sei der in dieser Stellung gemessene Energiestrom. Dann ist der Mittelwert von $E(\alpha)$ über eine ganze Umdrehung ($0 < \alpha < 2\pi$) des Empfängers

$$m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E(\alpha) d\alpha. \quad (1a)$$

Ferner bilden wir den Mittelwert der absoluten Abweichung $|m - E(\alpha)|$

$$\Delta m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |m - E(\alpha)| d\alpha. \quad (1b)$$

Der Quotient $\Delta m/m$ ist also die mittlere absolute Schwankung der gemessenen Richtungsverteilung. — Die Richtcharakteristik des Empfängers werde durch die Funktion $R(\alpha)$ beschrieben. Entsprechend den Gl. (1a) und (1b) bilden wir nun die Größen m_0 und Δm_0 , indem wir in den genannten Gleichungen $E(\alpha)$ durch $R(\alpha)$ ersetzen. Unter der (ebenen) Richtungsdiffusität d verstehen wir dann

$$d = \left[1 - \frac{\Delta m/m}{\Delta m_0/m_0} \right] 100\%. \quad (2)$$

In einem vollkommen diffusen Feld wird $\Delta m = 0$, die Richtungsdiffusität nimmt also den Wert eins an. In einem ebenen Strahl dagegen ist $E(\alpha) \equiv c R(\alpha)$, die Richtungsdiffusität d wird Null. Allerdings kann durch die Division durch $\Delta m_0/m_0$ in Gl. (2) der Einfluß der Richtcharakteristik auf das Ergebnis nicht völlig eliminiert werden; immerhin werden dadurch negative Werte der Richtungsdiffusität vermieden.

Der verwendete Empfänger bestand aus einem Selen-Photoelement von 18 mm Durchmesser, dem zur Erzielung einer ausreichenden Richtwirkung ein Metallrohr vorgesetzt war, das außen und innen mit schwarzem Mattlack überzogen war. Das Rohr hatte einen Innendurchmesser von 13 mm und war 60 mm lang (Bild 1); es wurde während der Messung durch einen Motor um eine zur Rohrachse senkrechte Achse gedreht. Die vom Photoelement abgegebene Gleichspannung wurde mit einem ungepolteten, bei 125 Hz betriebenen Relais zerhackt und nach entsprechender Verstärkung mit einem logarithmischen Regelschreiber auf Wachspapier registriert. Als Lichtquelle wurde eine handelsübliche Autoglühlampe von 15 W

verwendet. Ihre Richtcharakteristik wurde in einer zur Lampenachse senkrechten Ebene gemessen; sie wich um höchstens ± 1 dB von der idealen Richtcharakteristik ab.

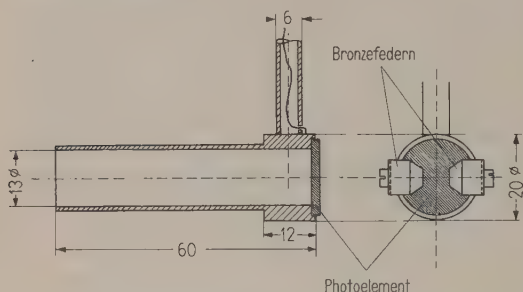


Bild 1. Empfänger zur Messung der Richtungsdiffusität (schematisch).

Eine Selenzelle liefert nur im Kurzschlußfall einen Photostrom, welcher dem auffallenden Lichtstrom proportional ist. Da der Widerstand der verwendeten Zelle je nach der Belichtung 10^3 bis $10^5 \Omega \text{ cm}^2$ beträgt, sollte ein Belastungswiderstand von 150Ω , wie er hier angewandt wurde, diese Proportionalität nicht wesentlich beeinträchtigen. Die Linearität der gesamten Apparatur einschließlich des Photoelementes wurde im interessierenden Beleuchtungsbereich kontrolliert, indem die Ausgangsspannung des Meßverstärkers bei unterschiedlichen Abständen zwischen Lichtquelle und Senelement gemessen wurde. Das Ergebnis zeigt Bild 2, in dem die Verstärkerspan-

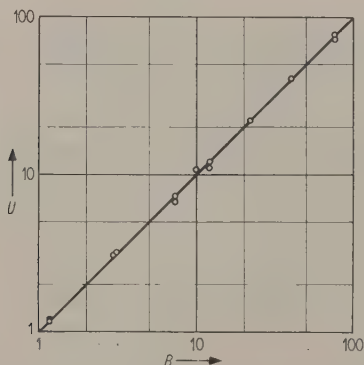


Bild 2. Zur Linearität der Meßapparatur (Abszisse: Beleuchtung der Sperrschichtzelle, Ordinate: Ausgangsspannung des Meßverstärkers).

nung über der aus der Entfernung berechneten Beleuchtungsstärke aufgetragen ist, beides in logarithmischem Maßstab und in willkürlichen Einheiten. Die durchgezogene Gerade entspricht strenger Linearität. — Die Richtcharakteristik des Empfängers wurde in dem sogleich zu beschreibenden Modellraum gemessen, dessen Wände mit schwarzem Pa-

pier reflexionsfrei gemacht waren. Die Lichtquelle lag dabei genau in der Meßebe. Es ergab sich eine Halbwertsbreite von 16° ; der oben eingeführte Bruch $\Delta m_0/m_0$ bestimmte sich aus der Richtcharakteristik zu 1,86.

Zur Auswertung der am Pegelschreiber erhaltenen, logarithmisch aufgetragenen Diagramme ist zu beachten, daß ein Pegelunterschied von 20 dB einem Faktor 10 (und nicht 100) in der Lichtenergie entspricht, da diese ja der Verstärkerspannung proportional ist. Das Abszissenintervall von 360° wurde durch 36 äquidistante Punkte α_i unterteilt. Die bei α_i abgelesenen Ordinatenwerte wurden in den linearen Energiemaßstab umgerechnet und dann zur Berechnung der den Integralen (1a) und (1b) entsprechenden Näherungssummen herangezogen.

Der Modellraum war aus vernickelten Messingblechen auf einer stabilen Holzplatte aufgebaut. Die den Boden bildende Blechplatte war fest aufgeschraubt, ebenso die eine der beiden Stirnseiten. An der letzteren waren mit Scharnieren die beiden Längswände befestigt. Man konnte also die Winkel zwischen den Längswänden und der festen Stirnwand in weiten Grenzen ändern; geeignete Haltevorrichtungen sorgten für die nötige Stabilität. Die zweite, ebenfalls bewegliche Stirnwand wurde dann mittels Winkeln auf der Grundplatte so befestigt, daß das Modell einen geschlossenen Grundriß hatte. Die die Decke bildende Blechplatte wurde einfach auf die senkrecht stehenden Seitenwände aufgelegt. Das Modell erlaubte die Einstellung von rechteckigen, trapezförmigen, gleichschenkelig dreieckigen und völlig unsymmetrischen Grundrissen. Seine Abmessungen betrugen im Fall des Rechteckgrundrisses $40 \text{ cm} \times 50 \text{ cm} \times 60 \text{ cm}$; dabei waren 40 cm der Abstand zwischen Boden und Decke. — Der Reflexionsgrad der vernickelten Innenflächen wurde für weißes Licht zu 58% bestimmt. Bei einer Reihe von Versuchen wurden die Wände ganz oder teilweise mit mattem, weißem Plakatkarton ausgekleidet, um eine möglichst diffuse Reflexion des auffallenden Lichtes zu erzielen. Zur Ermittlung der Reflexionseigenschaften des verwendeten Kartons wurde eine Probe davon senkrecht beleuchtet und die Intensität des unter verschiedenen Winkeln reflektierten Lichtes mittels eines Photoelementes bestimmt. Das Ergebnis zeigt Bild 3 in Polardarstellung. Aufgetragen ist die gemessene Intensität I als Funktion des „Remissionswinkels“ ε (Meßpunkte). Der durchgezogene, die Gerade $\varepsilon = \pm 90^\circ$ im Ursprung berührende Kreis stellt den Idealfall des Lambertischen Gesetzes dar. Die Annäherung des Kreises durch die Meßpunkte ist recht befriedigend und reicht für den vorliegenden Zweck völlig aus. Der Reflexionsgrad, der bei nichtgeometrischer Reflexion als das Verhältnis von insgesamt reflektiertem Lichtstrom zu auffallendem

Lichtstrom definiert ist, ergab sich zu 62% und ist somit ungefähr gleich dem regulären Reflexionsgrad der unbedeckten Modellraumwand.

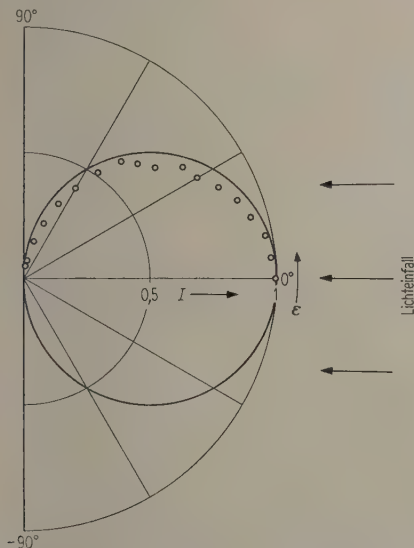


Bild 3. Richtungsverteilung des an weißem Plakatkarton reflektierten Lichtes.

Es ist zu beachten, daß die im optischen Modell erhaltene Richtungsverteilung wegen des relativ geringen Reflexionsvermögens der Wände hauptsächlich durch die Lage der Spiegellichtquellen niedriger Ordnung gegeben sein wird. Das beeinträchtigt die Analogie zum Hallraum ein wenig; auf der anderen Seite werden dadurch die Einflüsse der Raumgeometrie auf die Richtungsdiffusität besonders deutlich.

3. Meßergebnisse

Zuerst wurde die Richtungsdiffusität bei geometrisch reflektierenden Raumwänden für verschiedene Grundrisse gemessen. Für jeden Grundriß wurden mehrere Versuche mit unterschiedlichen Stellungen der Lichtquelle durchgeführt; der Ort des Empfängers wurde dagegen nicht verändert. Im einzelnen wurden folgende Raumformen untersucht: Der Recht-

ekraum, ein Trapezraum mit schwach geneigten Seitenwänden, ein Trapezraum mit stark geneigten Wänden, ein Raum mit einem gleichschenkligen Dreieck als Grundriß und einer, der ein unregelmäßiges Viereck zum Grundriß hatte. Decke und Boden des Modellraumes waren stets parallel im Abstand von 40 cm. Die genauen Maße gehen aus Bild 4 hervor, ebenso die einzelnen Positionen der Lichtquelle. Die Grundrisse sind mit fortlaufenden Zahlen, die Stellungen der Lichtquelle mit großen Buchstaben gekennzeichnet. Auf diese Bezeichnungen werden wir uns im folgenden beziehen. Der Empfänger ist durch einen kurzen, dicken Strich angedeutet. Lichtquelle und Empfänger befanden sich beide 16 cm über der Grundfläche. In der Tabelle I sind die für die verschiedenen Anordnungen gemessenen Richtungsdiffusitäten zusammengestellt. Hier wie in den folgenden Tabellen sind die Resultate in Prozent angegeben.

Tabelle I

Stellung	Grundriß Nr.				
	1	2	3	4	5
A	56	59,5	53,5	49	52,5
B	58	59	51	48	—
C	54	55	46,5	44,5	39,5
D	42,5	49,5	48	—	41

Eine typische Richtungsverteilung ist in Bild 5 dargestellt. Sie wurde im Rechteckraum erhalten; die Lichtquelle stand auf der Mittelachse des Grundrisses. Aufgetragen ist der auf das absolute Maximum bezogene Ausgangspegel des Meßverstärkers als Funktion des Winkels, den die Empfängerachse mit der Richtung bildet, in der das Maximum gemessen wurde. Von einer halbwegs isotropen Energieausbreitung kann keine Rede sein. Um die auftretenden Maxima den einzelnen Rückwürfen zuzuordnen zu können, wurde das Richtungsdiagramm Bild 5 in das der Anordnung A1 entsprechende System von Spiegellichtquellen eingezeichnet (Bild 6). Der Raumgrundriß ist durch ein durchgezogenes Rechteck angedeutet, die einzelnen Spiegellichtquellen sind durch einfache oder mehrfache Kreise gekennzeichnet, je nach der Ordnung der betreffenden

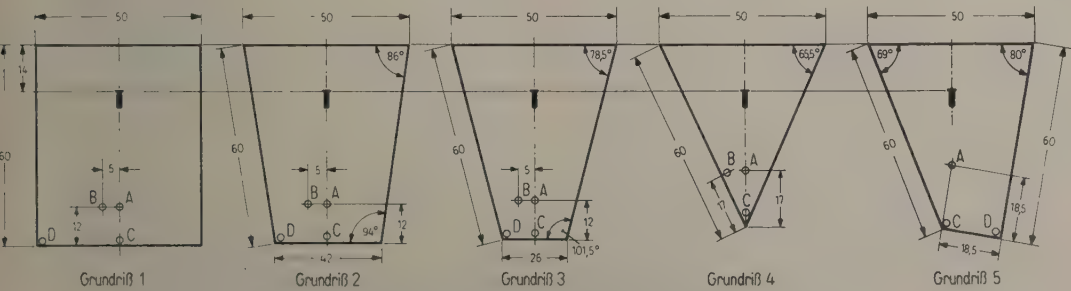


Bild 4. Modellraumgrundriß und Lichtquellenorte.

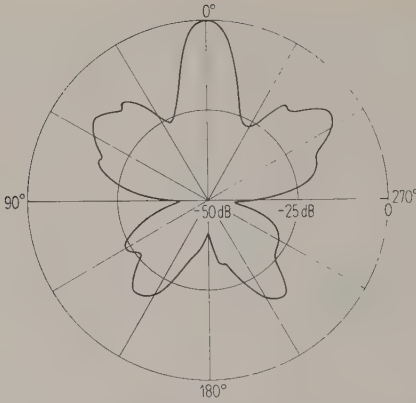


Bild 5. Gemessene Richtungsverteilung im Rechteckraum bei symmetrischer Aufstellung der Lichtquelle.

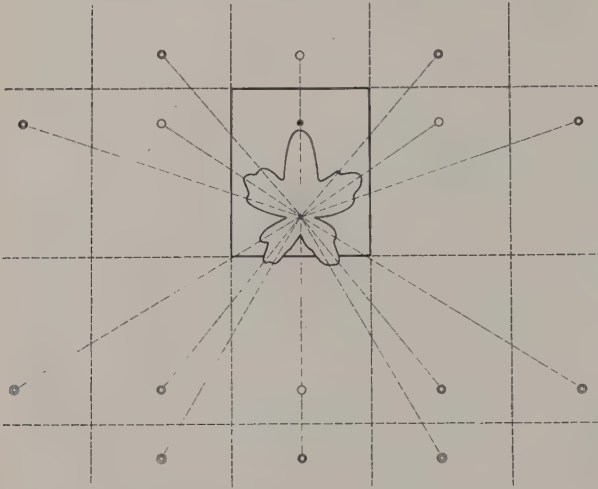


Bild 6. System von Spiegellichtquellen für die Richtungsverteilung von Bild 5.

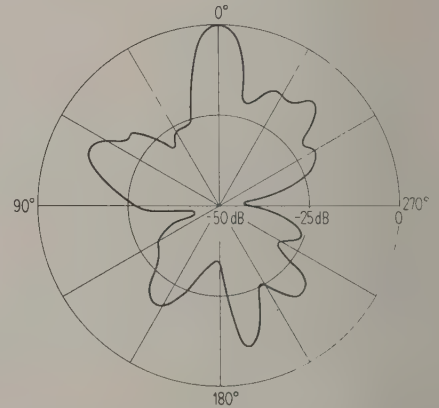


Bild 7. Gemessene Richtungsverteilung im Rechteckraum bei unsymmetrischer Aufstellung der Lichtquelle.

Spiegellichtquelle. Die Originallichtquelle ist durch einen schwarzen Punkt dargestellt, der Ort des Empfängers fällt mit dem Mittelpunkt des Richtungsdiagrammes zusammen. Man erkennt, daß sich die wesentlichen Einzelheiten des Diagrammes aus der Lage der Spiegellichtquellen erklären lassen. Und zwar geben die Spiegellichtquellen erster und zweiter Ord-

Bei den eben beschriebenen Versuchen stand die Lichtquelle — ausgenommen beim Rechteckraum — stets in der verengten Hälfte des Raumes. Die Messungen wurden daher für die Grundrisse 2 bis 5 mit der umgekehrten Anordnung wiederholt. Bild 8 orientiert über die verschiedenen Aufstellungen; die Raumgrundrisse sind dieselben wie im Bild 4. Die

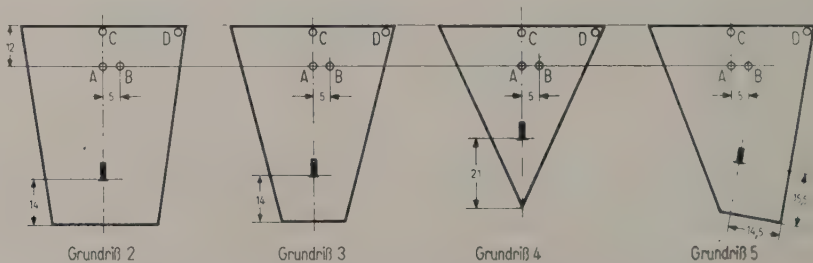


Bild 8. Modellraumgrundrisse und Lichtquellenorte.

gemessenen Richtungsdiffusitäten sind in der Tabelle II zusammengestellt, deren erste Spalte aus Tabelle I übernommen wurde.

Tabelle II

Stellung	Grundriß Nr.				
	1	2	3	4	5
A	56	54,5	55,5	55,5	58
B	58	54,5	54,5	46,5	58
C	54	54	50,5	47,5	55
D	42,5	44	36	35	38,5

Ein oberflächlicher Vergleich zwischen beiden Tabellen lehrt, daß die gemessenen Diffusitäten bei der zweiten Meßreihe (Tabelle II) im Mittel höher liegen als bei der ersten, wenn man von der zweiten Spalte absieht. Besonders auffällig ist das im Fall des unregelmäßig-viereckigen Grundrisses (Spalte 5). Daß in beiden Tabellen der Dreieckraum durch seine verhältnismäßig niedrige Diffusität herausfällt, liegt einfach daran, daß in diesem Fall die Zahl der reflektierenden Flächen und damit die der Spiegellichtquellen einer bestimmten Ordnung geringer ist. — Weiterhin fallen in beiden Tabellen die geringen Richtungsdiffusitäten auf, die bei der Stellung D mit allen Raumgrundrissen erhalten wurden. Auch das ist leicht erklärlich; bei dieser Stellung sind die Spiegellichtquellen besonders ungleichmäßig verteilt. Im Fall des Rechteckraumes z. B. fallen jeweils vier Spiegelbilder der Lichtquelle praktisch zusammen.

Die verhältnismäßig niedrigen Richtungsdiffusitäten, wie sie bisher gemessen wurden, haben ihren Grund natürlich darin, daß diskrete Spiegellichtquellen immer diskrete Maxima in der Richtungsverteilung zur Folge haben. Im folgenden werden nun einige Versuche mit diffus reflektierenden Wandflächen beschrieben. Hierbei waren die senkrechten Raumwände mit weißem Karton ausgekleidet. Um auch den Einfluß der Originallichtquelle auszuschalten, wurde zwischen ihr und dem Empfänger ein kleiner Schirm aufgestellt. Untersucht wurden die Anordnungen A 1, B 1, C 1, D 1 sowie A 4, B 4, C 4 und D 4 der Tabelle II. Die bei A 1 mit diffuser Wandreflexion erhaltene Richtungsverteilung ist in Bild 9 wiedergegeben, die hinsichtlich ihrer Darstellungsart mit den Bildern 5 und 7 übereinstimmt. Die Meßgröße ist jetzt nur noch in geringem Maße vom Winkel abhängig. Das kommt auch in den gemessenen Diffusitäten zum Ausdruck, die in der Tabelle III zusammengestellt sind. Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte aus der Tabelle II hier noch einmal in Klammern aufgeführt. Wie zu erwarten, sind die Richtungsdiffusitäten nun wesentlich höher als bei den vorangehenden Meßreihen. Darüberhinaus sind die Werte praktisch unabhängig vom Ort der Lichtquelle und von der Raumform.

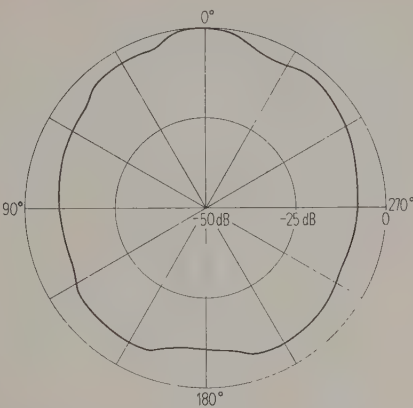


Bild 9. Gemessene Richtungsverteilung bei diffus reflektierenden Raumwänden.

Tabelle III

Stellung	Grundriß	
	1	4
A	84 (56)	84,5 (55,5)
B	84 (58)	85,5 (46,5)
C	85 (54)	85 (47,5)
D	88 (42,5)	85,5 (35)

Schließlich wurde der Einfluß von stark absorbierenden Wandteilen auf die Diffusität untersucht, und zwar sowohl bei geometrisch als auch bei diffus reflektierenden Raumwänden. Durch Einbringen von schwarzer Pappe als hochabsorbierendem Wandmaterial muß die Diffusität auf jeden Fall absinken. Bei diffus reflektierenden Wänden erzeugt ein Streifen schwarzen Papiere, der senkrecht an der Wand angebracht ist, ein „Loch“ in dem annähernd kreisförmigen Richtungsdiagramm, dessen Breite dem Winkel α_0 entspricht, unter dem der Streifen gesehen wird. Erfolgt die Reflexion an den unbedeckten Wandteilen gemäß dem Lambertischen Gesetz mit dem Reflexionsgrad eins, und hat der Absorptionsstreifen den Reflexionsgrad Null, dann berechnet sich die zu erwartende Richtungsdiffusität aus Gl. (2) zu

$$d = \left[1 - \frac{\alpha_0/180}{\Delta m_0/m_0} \right] 100\%, \tag{3}$$

wobei α_0 die „scheinbare Breite“ des Absorptionsstreifens in Grad bedeutet.

Anders im Fall geometrischer Wandreflexion: Hier werden durch das Absorptionsmaterial die Spiegellichtquellen einzeln oder in Gruppen unwirksam gemacht, je nach der Lage des Papierstreifens. Die Abhängigkeit der Richtungsdiffusität von der Menge des absorbierenden Materials wird also wesentlich verwickelter sein.

Die Messungen wurden bei rechteckigem Grundriß des Modells gemacht (Anordnung A 1); das direkt von der Lichtquelle kommende Licht wurde wieder mit einem kleinen Schirm vom Empfänger

ferngehalten. Zur Absorption wurden Streifen schwarzer Pappe von 10 und 28 cm Breite senkrecht an den Seitenwänden angebracht. Je nach der Stellung und der Größe des Streifens ergaben sich verschiedene Werte von α_0 ; die zugehörigen Meßwerte sind in Bild 10 über α_0 aufgetragen. Die durchge-

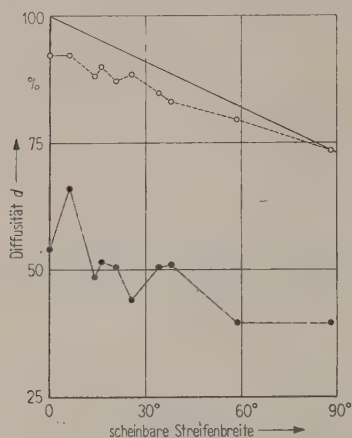


Bild 10. Richtungsdiffusität in Abhängigkeit von der scheinbaren Breite eines total absorbierenden Papierstreifens; ——— gerechnet für diffus reflektierende Wände, \circ — — — \circ gemessen für diffus reflektierende Wände, \bullet — — — \bullet gemessen für geometrisch reflektierende Wände.

zogene Gerade stellt die Gl. (3) mit $\Delta m_0/m_0 = 1,86$ dar. Die bei diffuser Wandreflexion erhaltenen Diffusitäten liegen durchweg unter dieser Gerade, da die bei Gl. (3) gemachten Voraussetzungen nicht ganz erfüllt sind. Doch wird die Differenz mit zunehmendem α_0 immer kleiner, vermutlich deshalb, weil die Eigenschaften der nicht absorbierenden Wandteile eine um so geringere Rolle spielen, je kleiner ihr Anteil an der gesamten Wandfläche wird. — Bei regulärer Wandreflexion liegen die Dif-

fusitäten sehr viel niedriger, außerdem weist die entsprechende Kurve starke, unregelmäßige Schwankungen auf, die auf die unterschiedlichen Stellungen des Absorptionsstreifens zurückzuführen sind und mit den obigen Überlegungen in Einklang stehen.

Abschließend können aus den Ergebnissen folgende Schlüsse für den Bau von Hallräumen gezogen werden: Entscheidend für die Erzielung einer diffusen, stationären Schallausbreitung ist die Beschaffenheit der Raumwände. Gelingt es, die Wände so zu gestalten, daß die Reflexion des auftreffenden Schalles diffus erfolgt, dann ist es ziemlich gleichgültig, welche Form der Raum hat und an welcher Stelle sich die Schallquelle befindet. Nur wenn das nicht möglich ist, fällt der Einfluß der Raumgeometrie und der Schallquellenanstellung ins Gewicht. In diesem Fall erweist sich die Richtungsdiffusität in einem Raum mit dreieckigem Grundriß als besonders niedrig. Es empfiehlt sich außerdem, die Schallquelle — anders als bei tiefen Frequenzen — möglichst nicht in einer Raumecke oder -kante aufzustellen.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für zahlreiche wertvolle Ratschläge. Die Sachmittel wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt, wofür ich auch ihr Dank schulde.

(Eingegangen am 26. März 1958.)

Schrifttum

- [1] EISENBERG, A., Schluckgradvergleichsmessungen. *Acustica* 2 [1952], Beiheft, 108.
- [2] MEYER, E. und JUST, P., Messung der Gesamtenergie von Schallquellen. *Z. tech. Phys.* 10 [1929], 309.
- [3] MEYER, E., Über die Messung von Schallschluckstoffen in Hallräumen. *Akust. Z.* 2 [1937], 179.
- [4] MEYER, E. und KUTTRUFF, H., Akustische Modellversuche zum Aufbau eines Hallraums. *Nachr. Gött. Akad. Wiss.* [1958], 97.
- [5] THIELE, R., Richtungsverteilung und Zeitfolge der Schallrückwürfe in Räumen. *Acustica* 3 [1953], 291.

Colloque International sur Communications et Langages

Ce Colloque, organisé par la Faculté de Médecine de l'Université de Paris, sous le haut patronage de la Chaire d'O.R.L., de la Société Française de Phoniatrie, du Laboratoire de Physiologie Acoustique, de la Chaire de Neuro-Physiologie du Collège de France, se tiendra à Paris, à la Faculté de Médecine, 45 rue des Saints Pères, Paris 6^e, les 22-23-24-25 Janvier 1959.

Au cours de ce Colloque, Communications et Langages, seront examinés sous l'angle informationnel.

La théorie de l'information se trouve au confluent de disciplines diverses. Elle a fait dans ces dernières années des progrès suffisants pour constituer une doctrine de base qui est appelée à servir d'outils pour les physiologistes, les biologistes, les psychologues, les phonéticiens, les acousticiens, les linguistes, les physiiciens, les neurologues, etc. . . .

L'objet de ce Colloque est de faire une mise au point des conseils essentiels qu'elle apporte, et d'en préparer l'application pour les différentes spécialités annoncées ci-dessus.

Programme

Aspect mathématique et philosophique

Aspect physique

Codification du signal acoustique, Auto-corrélation du langage.

Aspect physiologique

Biophysique de la communication et du langage à la lumière des récentes acquisitions.

Aspect pathologique

Aspect psychologique

Signaux acoustiques et langages humains, Ontogénèse du langage, Langues sifflées, Processus d'information chez les hypoacoustiques, Aspect informationnel de la phonétique, Langages artificiels, Intelligibilité.

Aspect statistique

Principe du moindre effort, Economie politique du langage.

Conclusions

Ces différents sujets seront traités, sous la Présidence de Mr. Professeur AUBRY, par Mme. BOREL-MAISONNY, Mr. BUSNEL, Prof. FESSARD, Mr. FOURNIER, Prof. FRY (Angleterre), Mr. LEHMANN, Prof. MEYER-EPFLER (Allemagne), Mr. MOLES, Dr. PERDONCINI, Prof. ROSENBLITH (U.S.A.), Dr. VALLANCINI.

CRITERION AND NEW METHOD OF CLASSIFICATION FOR SYMMETRICAL FILTERS WITH LOSSES

by W. K. R. LIPPERT

Division of Building Research, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Melbourne, Australia

Summary

A phase criterion for the characteristic reflection and transmission factors of passive and symmetrical acoustical filters with losses is derived from general energy considerations. The criterion consists of a specific restriction for possible phase differences of those factors, if the sum of the magnitude values is greater than unity.

The phase criterion is represented in a diagram and is shown to be useful for classifying symmetrical filters in a new way.

Sommaire

On déduit de considérations générales sur l'énergie un critère de phase pour les facteurs caractéristiques de réflexion et de transmission des filtres acoustiques passifs et symétriques avec pertes. Le critère revêt la forme d'une restriction spécifique sur les différences de phase possibles des facteurs ci-dessus, si la somme des valeurs de l'amplitude est supérieure à l'unité.

On représente ce critère de phase sur un diagramme et on montre qu'il permet de classer d'une nouvelle manière les filtres symétriques.

Zusammenfassung

Eine Phasenregel für die charakteristischen Reflexions- und Übertragungsfaktoren von passiven und symmetrischen akustischen Filtern mit Verlusten wird aus allgemeinen Energiebetrachtungen hergeleitet. Die Regel besteht in einer speziellen Beschränkung der möglichen Phasendifferenzen jener Faktoren, wenn die Summe der Betragswerte größer als eins ist.

Die Phasenregel wird mit Hilfe eines Diagramms dargestellt, und es wird gezeigt, daß sie für eine neuartige Klassifikation symmetrischer Filter benutzt werden kann.

1. Introduction

Various criteria for loss-free four-terminal filters cannot be extended satisfactorily to filters with losses. This applies even to important rules for judging if a set of data for specifying a filter is compatible with the energy principle, which is one fundamental requirement for any practical design procedure. From this latter point of view the theory of passive symmetrical filters without losses is very well advanced [1]. However, dissipation of energy takes place in nearly all practical filters and rules that can be applied in general (like the reciprocity theorem) or are capable of an extension to dissipative filters are very desirable.

In recent investigations on acoustical filters [2] it has been shown that there are practical cases where the experimental procedure and the theory of loss-free symmetrical filters can be simplified with the aid of so-called characteristic reflection and transmission factors. These simplifications were mostly possible because of the existence of two uncomplicated relations between the magnitude and phase values of those factors ($A^2 + B^2 = 1$ and $\alpha - \beta = \pm \pi/2$).

The purpose of this paper is to extend the latter phase relation to general symmetrical filters with

losses. This will result in a new general phase criterion and in a new method of classifying dissipative symmetrical filters. The criterion will also be helpful in some experimental problems of such filters.

The propagation of (plane) acoustical waves in ducts and filters has analogous applications in other fields of physics [3] [4]. It is common practice to deal with problems of one-dimensional wave propagation by analogy with the propagation of electromagnetic waves along transmission lines and filters, and this analogy will be used in the following.

2. The impedance ratios for a lattice type circuit

The following investigation will be restricted to passive symmetrical four-terminal filters for which the reciprocity theorem holds, and it is well known [1] that such filters can be represented, in general, by a lattice type circuit with the two arm impedances Z_1 and Z_2 as shown in Fig. 1. If such a lattice type circuit is operated between an input transmission line and a nonreflecting output transmission line, both of similar construction and with the characteristic impedance Z_0 (being a real number), it has been shown that the impedance ratios $z_1 = Z_1/Z_0$ and $z_2 = Z_2/Z_0$ can be represented in terms of the

magnitude and phase values of the characteristic reflection and transmission factors¹ [5].

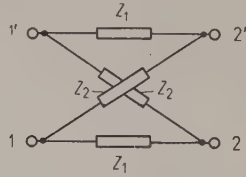


Fig. 1. Lattice type circuit with the impedances Z_1 and Z_2 of the two arms.

This case of the lattice type filter between transmission lines and its practical application in analogous acoustical techniques has been discussed in detail in a paper [5] where it was shown (eqs. (30) and (31)) that

$$A \cos \alpha + B \cos \beta = 1 \quad (5)$$

and

$$A \sin \alpha + B \sin \beta = 0 \quad (6)$$

whence

$$1 - A^2 - B^2 - 2AB \cos(\alpha - \beta) = 0. \quad (7)$$

The last two equations show that the numerator of eq. (4) becomes zero when the denominator is zero, which means that z_2 is not defined if eqs. (5) and (6) are satisfied simultaneously. For the following argument it is necessary to know more specifically when this can occur.

In a set of values of A , B , α' and β' which satisfy eqs. (5) and (6) simultaneously, the angle difference $|\alpha' - \beta'|$ will be called γ and can be represented in terms of A and B with the aid of eq. (7):

$$z_1 = \frac{Z_1}{Z_0} = \frac{1 - A^2 - B^2 + 2AB \cos(\alpha - \beta) + j2(A \sin \alpha - B \sin \beta)}{1 + A^2 + B^2 - 2AB \cos(\alpha - \beta) - 2(A \cos \alpha - B \cos \beta)}, \quad (1)$$

$$z_2 = \frac{Z_2}{Z_0} = \frac{1 - A^2 - B^2 - 2AB \cos(\alpha - \beta) + j2(A \sin \alpha + B \sin \beta)}{1 + A^2 + B^2 + 2AB \cos(\alpha - \beta) - 2(A \cos \alpha + B \cos \beta)}. \quad (2)$$

This can be written in another form more suitable for the present purpose:

$$z_1 = z_{1R} + j z_{1J} = \frac{1 - A^2 - B^2 + 2AB \cos(\alpha - \beta) + j2(A \sin \alpha - B \sin \beta)}{(A \cos \alpha - B \cos \beta - 1)^2 + (A \sin \alpha - B \sin \beta)^2}, \quad (3)$$

$$z_2 = z_{2R} + j z_{2J} = \frac{1 - A^2 - B^2 - 2AB \cos(\alpha - \beta) + j2(A \sin \alpha + B \sin \beta)}{(A \cos \alpha + B \cos \beta - 1)^2 + (A \sin \alpha + B \sin \beta)^2}. \quad (4)$$

3. The energy principle applied to Z_2

The real and imaginary parts of the impedance ratios are separated in eqs. (3) and (4) and it is well known [1] that for any passive filter the real parts z_{1R} and z_{2R} cannot become negative, as there are no sources of energy (or negative resistances) within a passive filter.

A general phase relation for symmetrical filters with losses will be derived below from eqs. (3) and (4). This will be done in two steps by excluding at first such phase differences $(\alpha - \beta)$ for which z_{2R} would become negative, and then dealing similarly with z_{1R} .

Eq. (4) has a denominator which consists of the sum of two squares and will be always positive as long as the two squares do not become zero simultaneously. This exceptional case occurs when

¹ The characteristic reflection factor $R = A \exp(j\alpha)$ is by definition the complex ratio of the voltage (or in the acoustical cases sound pressure) amplitudes of the reflected and incident (plane) waves at the input terminals, and the characteristic transmission factor $T = B \exp(j\beta)$ is the complex ratio of the (voltage) amplitudes of the transmitted wave at the output terminals and of the incident wave at the input terminals with the output transmission line (or in acoustical cases output duct), being non-reflecting.

$$\gamma = \arccos \left(\frac{1 - A^2 - B^2}{2AB} \right) \quad (8)$$

γ is a function of A and B only and not of α' and β' ; consequently eq. (8) may be represented in a simple diagram (Fig. 2) from which all possible combinations of A and B for a particular γ can be found. The curves can be shown by elementary methods to be portions of ellipses with the centre at $A=0$ and $B=0$. They all go through $A=1$ and $B=1$ on the respective axes, the minor semi-axis (in the 45° -direction) having a length of $(1 + \cos \gamma)^{-1/2}$ and the major semi-axis having a length of $(1 - \cos \gamma)^{-1/2}$.

For $\gamma = 90^\circ$ the elliptical curve is an arc of a circle ($A^2 + B^2 = 1$) and for $\gamma = 0$ is a straight line ($A + B = 1$). Curves for $\gamma > 90^\circ$ lie outside the circle and have not to be considered here; they belong to values $A^2 + B^2 > 1$ and are irrelevant for passive filters.

There is only one γ -value for each A , B -value inside the area bounded by the circle and the straight line (Fig. 2). This area is specified by $1 - A^2 - B^2 \leq 2AB$ or by $A^2 + B^2 \leq 1$ and $(A + B) > 1$, and will be called the restricted zone of the A , B -diagram.

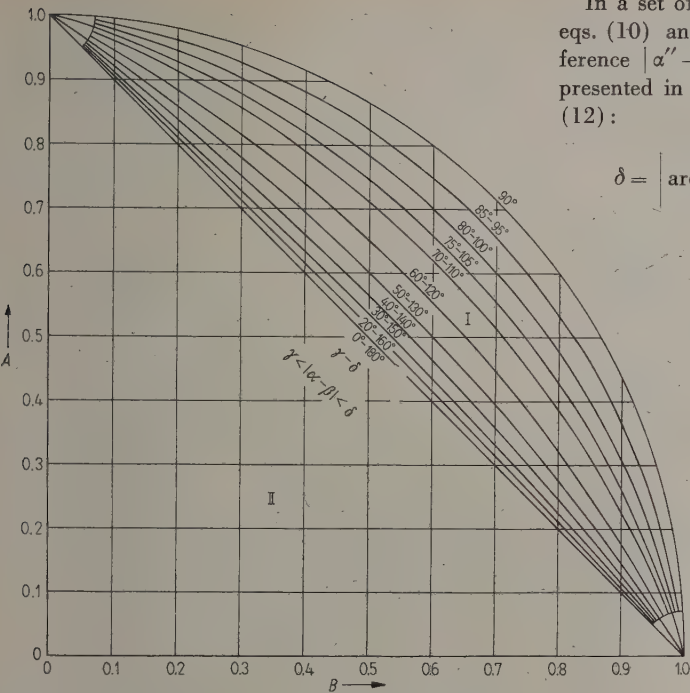


Fig. 2. *A, B*-diagram with family of curves for the lower (γ) and upper (δ) limit of the phase differences $|\alpha - \beta|$ of the characteristic reflection and transmission factors of passive and symmetrical filters with losses.
I: $A + B > 1$ is "restricted" zone and
II: $A + B \leq 1$ is "unrestricted" zone.

There is no γ -value for A, B -values inside the remaining triangle of which the straight line ($A + B = 1$) the A -axis and the B -axis are the boundaries. This area is specified by $0 < (A + B) \leq 1$ and will be called the unrestricted zone of the A, B -diagram. For any set of values A, B, α and β with ($A + B > 1$) (or with A, B -values within the restricted zone) it follows from the argument above (cf. eqs. (5) to (8)) that the denominator of eq. (4) will be positive and z_2 will be defined, if $|\alpha - \beta| \neq \gamma$. In order to obtain a positive value of the real part of the numerator of eq. (4) ($z_{2R} \geq 0$), as required, a further restriction has to be imposed, viz.

$$|\alpha - \beta| > \gamma \tag{9}$$

with ($A + B > 1$ and $A^2 + B^2 \leq 1$ in eq. (8)).

4. The energy principle applied to z_1

Eq. (3) can now be discussed in a similar way. z_1 will be undefined, if simultaneously

$$A \cos \alpha - B \cos \beta = 1 \tag{10}$$

and
$$A \sin \alpha - B \sin \beta = 0 \tag{11}$$

whence

$$1 - A^2 - B^2 + 2AB \cos(\alpha - \beta) = 0. \tag{12}$$

In a set of values A, B, α'' and β'' which satisfy eqs. (10) and (11) simultaneously, the angle difference $|\alpha'' - \beta''|$ will be called δ and can be represented in terms of A and B with the aid of eq. (12):

$$\delta = \left| \arccos \left(\frac{1 - A^2 - B^2}{-2AB} \right) \right| = \pi - \gamma. \tag{13}$$

The curves in Fig. 2 give the value of δ for all combinations of values of A and B , where $\delta = \pi - \gamma$. There is exactly the same family of elliptical curves as before with the only change that the parameter γ is replaced by $\delta = \pi - \gamma$.

It follows, therefore, that for any set of values A, B, α and β with ($A + B > 1$ (cf. eqs. (10) to (13)) the denominator of eq. (3) will be positive and z_1 will be defined, if $|\alpha - \beta| \neq \delta$. A further restriction has to be imposed to ensure that the real part of the numerator of eq. (3) is positive ($z_{1R} \geq 0$) as required, viz.

$$|\alpha - \beta| < \delta \tag{14}$$

with ($A + B > 1$ and $A^2 + B^2 \leq 1$ in eq. (13)).

5. The phase criterion

In the last two sections it was shown that, when ($A + B > 1$), a lower limit (γ) and an upper limit (δ) do exist for values of $|\alpha - \beta|$. Such values must, therefore, lie between those limits to be possible and compatible with the necessary conditions $z_{2R} \geq 0$ and $z_{1R} \geq 0$ (cf. eqs. (9) and (14)). Thus the following general restriction of the phase difference of the characteristic factors must hold for any passive symmetrical filter (where the term passive means that there are no sources of energy within the filter):

$$\gamma < |\alpha - \beta| < \delta \tag{15}$$

or

$$\left| \arccos \left(\frac{1 - A^2 - B^2}{2AB} \right) \right| < |\alpha - \beta| < \left| \arccos \left(\frac{1 - A^2 - B^2}{-2AB} \right) \right| \tag{16}$$

with ($A + B > 1$ and $A^2 + B^2 \leq 1$).

Since values of γ and δ do not exist in the unrestricted zone of Fig. 2, lower and upper limits for values of $|\alpha - \beta|$ cannot be found from general energy considerations in this zone, and therefore

$$0 \leq |\alpha - \beta| \leq \pi \tag{17}$$

when ($A + B \leq 1$).

It may be mentioned that in the argument above angle differences $(\alpha - \beta)$ have been chosen so that $-\pi \leq (\alpha - \beta) \leq \pi$ which is always possible.

6. Classification of symmetrical filters with losses

Eqs. (16) and (17) together with the graphical representation of Fig. 2 constitute an interesting result which appears to be particularly significant because of its general nature and its application to filters with losses. The division of the A, B -quadrant of Fig. 2 into restricted and unrestricted zones is remarkably simple. In the restricted zone the general magnitude relation ($A^2 + B^2 \leq 1$) of the characteristic factors is supported by a restriction for possible phase differences (eq. (16)) but this is not the case in the unrestricted zone (eq. (17)).

The phase criterion derived is only definite when $A + B > 1$. This is relevant in many cases of so-called nearly loss-free filters which are of particular practical interest.

Symmetrical filters are sometimes divided into two groups, viz. into loss-free filters (with $A^2 + B^2 = 1$) and into filters with losses ($A^2 + B^2 < 1$). A more refined method of classification based on the method discussed here is obtained by dividing symmetrical filters to include one group with a restriction of the possible phase differences $|\alpha - \beta|$ (where degrees of restriction can be distinguished by various ranges of γ to δ) and another group without such restrictions, or more briefly into „restricted“ and „unrestricted“ filters. Loss-free filters are then only a special case of „restricted“ filters having the specific phase restriction $|\alpha - \beta| = \pi/2$. Using this kind of classification it should be observed that a symmetrical filter may constitute a „restricted“ filter at some frequencies

(or within some frequency ranges) and an „unrestricted“ filter at other frequencies.

From Fig. 2 and eq. (16) it can be seen that the greatest phase restriction of $|\alpha - \beta|$ takes place with loss-free filters, and that this restriction is gradually and smoothly reduced in the restricted zone until there is none at all in the unrestricted zone. This systematic change of the phase restriction is of striking simplicity.

In filter theory it is a noteworthy problem to find general mathematical expressions which represent z_1 and z_2 in terms of suitable filter parameters [1]. In acoustical filter technique values of A, B, α and β have been shown to be easily measurable [6], [7], and they often constitute a proper set of such parameters for passive filters with losses (cf. [8]). Consequently eq. (16) is very useful for specifying necessary restrictions imposed on those parameters from general energy considerations. This latter point will be illustrated in a few instances taken from various measurements with acoustical filters.

7. Measured examples

The criterion specified by eq. (16) has been applied to various measurements of the magnitude and phase values of the characteristic factors of discontinuities in a square duct (7.6 cm by 7.6 cm inner cross-section). The measurements were carried out by the method described [5], and the results were recorded in recent papers in this journal [6], [7].

Table I a shows such measured values of A, B, α and β at a few frequencies and for three different symmetrical (single sectional) acoustical filters. From these quantities values of $A^2 + B^2, A + B, \gamma, \delta, |\alpha - \beta|$ and of z_{1R}, z_{1J}, z_{2R} and z_{2J} were computed as shown in Table I b.

Table I a

No.	f (c/s)	λ (cm)	A	B	α	β	Kind of acoustical filter measured
1	800	42.8	0.29	0.95	-144°	-54°	Right-angled bend [6]
2a	500	70.6	0.95	0.06	-178°	-92°	Side-branch filter [7]
2b	1000	35	0.05	0.95	$+94^\circ$	$+4^\circ$	Side-branch filter [7]
3a	300	117	0.41	0.73	$+54^\circ$	-19°	Sheet of (unstretched) rubberized
3b	1000	36.4	0.77	0.44	$+32^\circ$	-49°	fabric (weight $\approx 0.02 \text{ g cm}^{-2}$)

Table I b

No.	$A^2 + B^2$	$A + B$	Phase restrictions	γ	δ	$ \alpha - \beta $	z_{1R}	z_{1J}	z_{2R}	z_{2J}
1	0.987	1.24	with	89°	91°	90°	0.00	$+0.34$	$+0.01$	-1.40
2a	0.906	1.01	with	35°	145°	86°	$+0.03$	$+0.01$	$+0.02$	-0.05
2b	0.905	1.00	without	0°	180°	90°	$+0.02$	-0.01	$+6$	$+14$
3a	0.701	1.14	with	60°	120°	73°	$+0.20$	$+0.47$	$+9$	$+14$
3b	0.787	1.21	with	72°	108°	81°	$+0.34$	$+1.56$	$+12$	$+17$

In all cases except 2b of Table Ib the sum $A+B$ is greater than unity so that restrictions for $|\alpha-\beta|$ do exist. Cases 1 to 3 are called regular cases because the measured values of $|\alpha-\beta|$ comply with eq. (16). A consequence of this is that these symmetrical acoustical filters can be completely specified by an analogous lattice type filter of which the particular values of z_1 and z_2 (with positive real components) are shown in Table Ib.

The few examples demonstrate that eq. (16) will be particularly useful for discovering inaccuracies or possible systematic errors in measuring technique.

8. Conclusions

A phase criterion for the characteristic reflection and transmission factors of passive and symmetrical acoustical filters with losses has been established from general energy considerations. It consists of a specific restriction of the phase difference of those factors if the sum of the magnitude values is greater than unity, and can be represented in the form of a diagram.

The criterion provides a basis for a refined method of classifying symmetrical filters and, if applicable, offers a valuable check on measurements of characteristic reflection and transmission factors of symmetrical filters with losses.

(Received March 12th, 1958.)

References

- [1] CAUER, W., Theorie der linearen Wechselstromschaltungen; 1. Aufl. Akad. Verlagsges., Leipzig 1941.
- [2] LIPPERT, W. K. R., A new method of computing acoustical filters. *Acustica* 4 [1954], 479–488.
- [3] LIPPERT, W. K. R., New filter theory of periodic structures. *Wirel. Engr.* 32 [1955], 260–266; 305–310.
- [4] BRILLOUIN, L., Wave propagation in periodic structures. McGraw-Hill Book Co., New York 1946.
- [5] LIPPERT, W. K. R., A method of measuring discontinuity effects in ducts. *Acustica* 4 [1954], 307–312.
- [6] LIPPERT, W. K. R., The measurement of sound reflection and transmission at right-angled bends in rectangular tubes. *Acustica* 4 [1954], 313–319.
- [7] LIPPERT, W. K. R., Sound propagation in ducts with side branches. *Acustica* 7 [1957], 137–145.
- [8] HARRIS, C. M., Handbook of noise control. McGraw-Hill Book Co., New York 1957.

LETTERS TO THE EDITORS

ON DISSIMILARITY IN THE PHENOMENA OF DIFFRACTION OF SOUND AND LIGHT BY TRANSMISSION GRATINGS

A theoretical investigation of diffraction of plane waves by a transmission grating shows that the expressions for the energy of a given order of a diffracted beam is not the same for light and sound waves. The latter is $\cos^2 \theta$ times the former, where θ is the angle of diffraction. It is the purpose of this note to derive briefly the above result and explain how it may be verified.

Let us consider a point source of light. The stimulating vibration at the point may be in any of the possible directions changing rapidly from one to the other. Vibrations are transmitted in all directions forwards with the same amplitude and give rise to a spherical wave-front. A very narrow illuminated vertical slit has an array of such point sources in a vertical plane, and the vibrations transmitted radially in any horizontal direction have the same amplitude and give rise to a cylindrical wave-front. A wide slit of width "e" may be looked upon as made up of a number of elementary slits of the same width δe , from each of which the vibration transmitted radially in any horizontal direction has the same amplitude δa . When a plane wave-front — wavelength λ — is incident normally on the slit, the resultant amplitude of the vibrations proceeding in a given direction θ and arriving at the focus of a lens is given by

$$\sum \frac{\delta a \sin(\pi e \sin \theta / \lambda)}{(\pi e \sin \theta / \lambda)} = \frac{a \sin(\pi e \sin \theta / \lambda)}{(\pi e \sin \theta / \lambda)}. \quad (1)$$

In the case of plane sound waves incident normally on a vertical slit, the vibration at any point is horizon-

tal and the elastic force is acting necessarily in a direction normal to the plane of the slit. Dividing the slit into similar elementary slits, the amplitude normal to the elementary slit is δa , but the effective amplitude in a direction θ is $\delta a \cos \theta$, proportional to the component of the elastic force in that direction. For this reason the amplitude of the resultant vibration proceeding in a direction θ and arriving at the focus of an imaginary lens is given by

$$\sum \frac{\delta a \cos \theta \sin(\pi e \sin \theta / \lambda)}{(\pi e \sin \theta / \lambda)} = \frac{a \cos \theta \sin(\pi e \sin \theta / \lambda)}{(\pi e \sin \theta / \lambda)}. \quad (2)$$

A plane transmission grating has a number of slits N of width b at distances c apart. When light waves of wavelength λ are incident normally on such a grating it follows from expression (1) that the energy of the m^{th} order beam diffracted at angle θ_m is given by

$$I_m = \frac{N^2 a^2 \sin^2 [m \pi (b/b + c)]}{[m \pi (b/b + c)]^2}, \quad (3)$$

while the corresponding expression for sound waves derived from expression (2) is

$$I_m = \frac{N^2 a^2 \cos^2 \theta_m \sin^2 [m \pi (b/b + c)]}{[m \pi (b/b + c)]^2}. \quad (4)$$

The validity of expression (4) as compared with expression (3) may be tested by measuring the relative intensities and angles of diffraction of high-frequency sound beams in a liquid diffracted by a wire grating immersed in the liquid.

The intensities of the diffracted sound beams in the liquid may be measured using the Debye-Sears diffraction effect. The desired order sound beam proceeding in a horizontal direction is allowed to pass exactly perpendicular to a parallel beam of monochromatic light from a collimator and produce diffracted images of the vertical narrow slit of the collimator in the focal plane of a lens receiving the light beam. If the sound beam is of low intensity, diffracted images of the slit of orders higher than one will be absent and in that case Biquard¹ has shown that the intensity of the first order image (which can be measured by a photo-multiplier) is proportional to the intensity of the sound beam. Thus the ratio of the intensities of the first and zero

order diffracted sound beams viz., I_1/I_0 may be found. Exhaustive measurements carried out by C. E. VERGHESE, research student, University of Kerala, on the above lines seem to confirm the theoretical result

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{\cos^2 \theta_1 \sin^2 [\pi(b/b+c)]}{[\pi(b/b+c)]^2}$$

given by expression (4) and not the one given by expression (3). His results however are not conclusive for the reason that θ_1 is only 15° for the grating used and the experimental error may be as high as 5%.

(Received March 22nd, 1958.)

GOPALA MENON SREEKANTATH
University College
Trivandrum
Kerala State, India

¹ Biquard, P., Thèses de Doctorat, Paris 1935.

ÜBER DEN AKUSTISCHEN GLEICHRICHTER

Der Grundgedanke der vorliegenden Mitteilung ist die Entwicklung eines stark richtungsabhängigen akustischen Systemes, dessen Dämpfungseigenschaften eine Funktion der akustischen Ausbreitungsrichtung sind. Früher hat E. FALKENTHAL¹ die Gleichrichtung von Gleichströmungen in verschiedenen Gittersystemen beobachtet, aber eine akustische Studie über Gleichrichtereigenschaften von Gittersystemen ist bis heute nicht veröffentlicht.

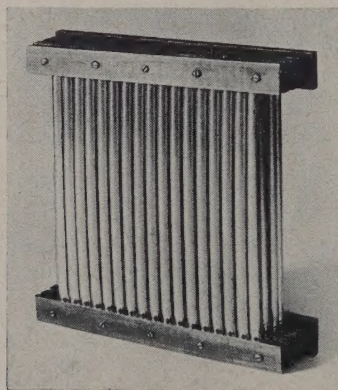
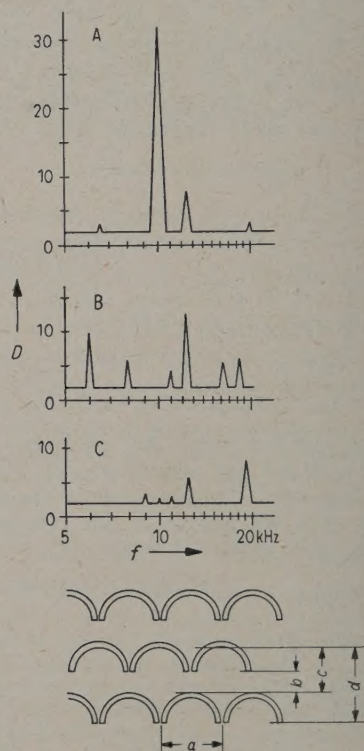


Bild 1. Einer der für die Messungen benutzten Gleichrichter.

In Bild 1 sieht man einen Gleichrichter, der für experimentelle Versuche gebaut wurde. Bild 2 gibt Einzelheiten der Konstruktion bekannt. Der beschriebene Gleichrichter ist aus einer Serie von Säulenreihen aufgebaut, welche durch eine Reihe von dünnwandigen Halbzylindern gebildet werden.

Der Gleichrichter war in eine Schallwand (etwa $3 \text{ m} \times 3 \text{ m}$) gestellt, mit einem Mikrophon an der einen Seite und einem Schallgeber an der anderen Seite. Es wurden Messungen mit einer Säulenreihe, mit 2, 3, 4 und 5 Säulenreihen unternommen. Bei allen Versuchsmodellen waren Halbrohre mit 10 mm Außendurchmesser verwendet worden. Bei den verschiedenen Messungen wurden die Entfernungen zwischen den Säulenreihen und der Abstand zwischen den Halbzylindern



Anordnung	a mm	b mm	c mm	d mm
A	12	15	19,2	23,4
B	12	10	14,2	18,4
C	12	5	9,2	13,4

Bild 2. Meßkurven für einen Gleichrichter mit drei Säulenreihen und geometrische Abmessungen des Gleichrichters.

geändert. Das Verhältnis von Durchlaß- zu Sperramplitude D konnte bei festem Mikrophon und Sender durch Wenden des Gleichrichters gemessen werden. Bei jeder Meßfrequenz wurden verschiedene Mikrophon- und Lautsprecherorte berücksichtigt, so daß die Resonanzkurven Mittelwerte über diese darstellen. Eine Abhän-

¹ FALKENTHAL, E., Z. tech. Phys. 12 [1931], 85.

gigkeit der Dämpfungseigenschaft vom Schalldruck konnte nicht festgestellt werden. Die Kurven in Bild 2 zeigen die Beziehung zwischen der Ausbreitung in der Durchlaß- und Sperrrichtung als Funktion der Frequenz für einen Dreisäulen-Gleichrichter. Aus der Tabelle kann man die Abhängigkeit zwischen Resonanzfrequenz und den Dimensionen des Gleichrichters ersehen.

Der Autor dankt der Firma Siemens & Halske AG, besonders den Mitgliedern der Abteilung Ton und Film, für die Unterstützung bei der Durchführung der vorliegenden Arbeit.

(Eingegangen am 5. Mai 1958.)

L. X. NEPOMUCENO
Instituto Tecnológico de Aeronautica,
S. José dos Campos
S. Paulo, Brasilien

ÜBER DEN „VORWÄRTS-RÜCKWÄRTS“-EINDRUCK

Hinsichtlich der von vorn und hinten ankommenden Töne ergibt sich zwischen den beiden Ohren keine Zeitdifferenz, weder ein Intensitätsunterschied noch der sogenannte WIGHTMAN-FIRESTONE-Effekt. Wird der Kopf ruhig gehalten, so ist eine gewisse Schatten- und Richtwirkung der Ohrmuscheln der einzige Unterschied, der eine Möglichkeit zum Unterscheiden der beiden Zustände bietet. Es scheint also keine Möglichkeit zur Lokalisation von reinen Tönen zu bestehen, wohl aber ergibt sich ein Unterschied in den Spektren der Schallimpulse oder der zusammengesetzten Töne. Nach dem Vorschlag von KIETZ [1] kann die Wirkung der Ohrmuscheln ausgeschaltet werden, wenn zwei kurze Messingröhrchen in den Gehörgang eingeführt werden. Es tritt dann kein „Vorwärts-rückwärts“-Eindruck mehr auf. Bei weiteren Experimenten befestigte KIETZ auf den Enden der beiden Messingröhren je einen aus Gips gefertigten, ohrmuschelförmigen Schalltrichter. Gegen jede Erwartung erhielt er jetzt ein – mit dem natürlichen Zustand verglichen – schlechteres Ergebnis. Als er aber statt des Ohrmuschelmodelles einen größeren Schalltrichter in Form einer gewölbten Hand an den Enden der Röhren befestigte, verschlechterte sich die Genauigkeit der Wahrnehmung weiter.

Diese Ergebnisse sind nicht sehr befriedigend, deswegen wiederholten wir das Experiment mit einigen Änderungen [2]. Das Kunstohr wurde aus Plastilin angefertigt, dies entspricht dem natürlichen Zustand mehr als ein Gipsmodell. Eine weitere Neuerung bestand darin, die künstlichen Ohrmuscheln in einer Versuchsreihe nach hinten zu drehen. Die fünf Versuchspersonen hörten in jeder Versuchsreihe 200 Schallimpulse. Von diesen waren in statistischer Unregelmäßigkeit 100 Handklatsche von hinten und 100 von vorn abgegeben worden. Die Augen der Versuchspersonen waren in jedem Fall verbunden. Sie haben die Schalleindrücke a) unter normalen Umständen, b) mit 8 cm langen Messingröhren, c) mit aus Plastilin angefertigten und auf den Messingröhren befestigten normal-gerichteten Kunstohrmuscheln, d) mit nach hinten gerichteten Kunstohrmuscheln ausgewertet. Im Interesse der Verringerung des systematischen Fehlers wurden die klatschenden Personen während des Versuches ausgetauscht. Die Entfernung zwischen der Versuchsperson und der klatschenden Person betrug 20 m. Die Ergebnisse sind in % der Fehlerzahl in der Tabelle I angegeben.

[1] KIETZ, H., Acustica 3 [1953], 73–86.
[2] TARNÓCZY, TH., Kép és Hangtechnika 3 [1957], 125–130.

Tabelle I

Versuchsperson	Fehlerzahl in %							
	mit Ohr		mit Röhre		Kunstohr			
	vornw.	rückw.	vornw.	rückw.	vorn		hinten	
1	22	17	61	41	4	12	76	82
2	32	8	41	23	16	0	79	85
3	21	5	31	16	28	10	85	80
4	5	2	41	35	22	16	100	92
5	30	13	61	52	6	10	82	76
Mittelwert	22	9	47	33	15	10	84	83

Aus der Tabelle sind folgende Ergebnisse abzulesen:

- a) Der Eindruck „rückwärts“ ist fast in allen Fällen sicherer, bzw. meint die Versuchsperson bei unsicherer Wahrnehmung den Schall eher von hinten zu hören.
- b) Die Schatten- und die Richtwirkung der Ohrmuscheln im „Vorwärts-rückwärts“-Eindruck sind zweifellos bedeutend, denn während beim normalen Hören der Mittelwert der Fehler 22% und 9% betrug, erhöhten sich bei den mit Röhren durchgeführten Versuchen die Fehler auf 47% bzw. 33%.
- c) Die Genauigkeit der Wahrnehmung mit der Kunstohrmuschel mit größerem Abstand verschlechterte sich im Vergleich zum normalen Hören nicht; der Fehler betrug 15% bzw. 10%.
- d) Am wichtigsten war der mit nach hinten/gedrehten Kunstohrmuscheln durchgeführte Versuch, bei dem sich der „Vorwärts-rückwärts“-Eindruck fast genau vertauschte. Im Fall der umgedrehten Ohrmuschel wurde der von vorn kommende Schall in 84% der Fälle als von hinten kommend wahrgenommen. Dieser Wert ist eigentlich ein Fehler von 16%, welcher dem Fehlerverhältnis von 10% bei nach vorn gedrehter Ohrmuschel etwa entspricht.

Diese Versuche dienen als weiterer Beweis für die Theorie, daß die Schatten- und die Richtwirkung der Ohrmuscheln für das Entstehen des „Vorwärts-rückwärts“-Eindrucks eine wichtige Rolle spielen.

(Eingegangen am 11. August 1958.)

TH. TARNÓCZY
Ungarische Akademie der Wissenschaften,
Akustische Abteilung
Budapest, Ungarn

BOOKREVIEWS

C. M. HARRIS (Editor), Handbook of noise control. McGraw-Hill Book Co., New York-Toronto-London 1957, 1011 pages, 806 figs., 23 cm x 15 cm, US-\$ 16.50.

The editor, co-author of “KNUDSEN and HARRIS”, deserves great merit for having clearly understood that, during the last 10 years, noise control has become a science with such a tremendous scope that it cannot be

treated thoroughly by one man. It is not simply a part of physics or of technique, but is intimately related to many other sciences. We think of medical, legal, physiological and psychological aspects of the problems. We can only be grateful to Dr. HARRIS for having undertaken the heavy task of bringing the specialists together to write the handbook. In our opinion there can be no doubt that it is outstanding as to composition, scientific level and "completeness".

The book is divided into 40 chapters, each covering a well-defined part of the whole field and each written by one or two specialists. The scientific level of the contributions can best be demonstrated by listing the names of these specialists, most of them well-known in the acoustical world: C. M. HARRIS, R. W. YOUNG, I. RUDNICK, H. DAVIS, W. A. MUNSON, A. GLORIG, J. D. HARRIS, W. RUDMOSE, J. ZWISLOCKI, M. E. HAWLEY, K. D. KRYTER, D. E. BROADBENT, D. E. GOLDMAN, C. E. CREDE, R. N. HAMME, I. VIGNESS, A. P. G. PETERSON, P. V. BRÜEL, H. H. SCOTT, H. J. SABINE, F. INGERSLEV, R. K. COOK, P. CHRZANOWSKI, D. D. DAVIS, R. H. BOLT, K. U. INGARD, K. G. F. MOELLER, R. D. MADISON, R. J. WELLS, D. B. CALLAWAY, R. W. LEONARD, H. E. WEBB, A. J. KING, R. O. FEHR, D. F. MUSTER, D. C. APPS, W. A. JACK, H. E. VON GIERKE, K. N. STEVENS, J. J. BARUCH, H. O. PARRACK, K. J. LUCEY, H. A. NELSON, L. F. YERGES, R. L. WEISLER, R. V. WATERHOUSE.

The first three chapters (62 pages) can be considered as an introduction; they encompass terminology, some spectra, physical properties of noise, the use of decibels, and propagation in air. The other chapters can then be read independently. Each chapter starts with an introduction, outlining its scope, and ends with a list of current literature.

The aim has obviously been to offer real assistance to all those who struggle with noise problems in practice: engineers, designers, architects, lawyers, builders and insurance men. Many chapters will be comprehensible to all these categories and be of interest for them. The book will mostly serve, however, the consulting engineer, to whom the book will be an almost inexhaustible source of knowledge. This does not mean that the book covers "everything". All chapters are concise well-balanced reviews and are appropriate for the consultant who is already expert in several "chapters" but who must inform himself in a short time as to the problems in another chapter. This is clear from the number of pages in the following chapters: effects of noise on speech, 26 pages; acoustical materials, 44 pages; fan noise, 20 pages.

The following headings give an idea of the contents: properties of sound, effects of noise on man, vibration control, instrumentation and noise measurement, techniques of noise control, noise control in buildings, sources of noise and examples of noise control, noise control of machinery and electrical equipment, noise control in transportation, community noise, legal aspects of noise control.

Although the chapters are rather independent many crossreferences facilitate the reader in finding his way throughout the whole book. Few chapters contain much mathematics. Unfortunately the practical or mks-system of units is not used. Instead, we find a mixture including dyne, cm, ft, in., m, watt (abbrev. w instead of W), hp.

If noise control really is a science one would expect that the attack would always be based on general criteria that should be satisfied. One would then expect

a chapter on criteria somewhere near the beginning of the book. It is agreed that this chapter would be difficult to write and that it is not at all unlikely that its contents would be misunderstood by many readers, since it is well-known that such criteria should be used with caution. As it is, each chapter deals more or less with criteria. This does not mean that there is undue overlap, since each specialist only deals with the criteria that he needs in his chapter for the problems in question.

That noise control is dealt with as a science can be seen, for example, from the fact that weighted decibels (phons) are rarely used in the book, and when they are, the reader is warned not to generalize. Sound spectra are used throughout the book.

The last chapters (community reaction on noise, legal aspects, anti-noise ordinances, noise control requirements in building codes) are "last but not least". They contain interesting material, out of which it is hoped will grow objective criteria within the next 10 years.

That the reviewer highly recommends the book to all those who see noise as a problem may be clear from the above. Appearance and printing of the book are very good.

C. W. KOSTEN

Lexikon der Hochfrequenz-, Nachrichten- und Elektrotechnik, herausgegeben von C. RINT. Verlag Technik, Berlin, und Porta Verlag, München 1957/58.

Band 1: A bis D, VIII, 827 Seiten, zahlreiche Bilder, DIN C 6, gebunden DM 28,75.

Band 2: E bis I, VIII, 808 Seiten, zahlreiche Bilder, DIN C 6, gebunden DM 28,75.

Es liegt nunmehr der erste und zweite Band dieses insgesamt fünf Bände umfassenden Lexikons vor. Der Herausgeber C. RINT ist durch sein Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker in Fachkreisen bestens bekannt. Er und 27 weitere namhafte Mitarbeiter haben dazu beigetragen, daß ein solides Nachschlagewerk der Elektrotechnik und verwandter Gebiete entstanden ist. Der Umfang der Stichworte ist erfreulich weit und umfaßt auch die wichtigsten Begriffe der Atomphysik, Geophysik, Astronomie, Thermodynamik, Photographie, Optik, Mathematik — und nicht zuletzt der Akustik.

Die ersten vier Bände enthalten die Stichworte mit kurzen, jedoch ausreichenden Erläuterungen, die — wo nötig — durch Abbildungen und zahlreiche Tabellen ergänzt werden. Die Literaturhinweise sind für ein eingehendes Studium besonders wertvoll.

Dieses Werk ist jedoch nicht nur als Nachschlagewerk gedacht, es wird vielmehr mit Hilfe des fünften Bandes zu einem vollständigen Fachwörterbuch der deutschen, englischen, französischen und russischen Sprache. Während in den ersten Bänden neben den durchnummerierten deutschen Stichworten die entsprechenden Übersetzungen zu finden sind, besitzt Band 5 sämtliche Stichworte jeweils in englischer, französischer und russischer Sprache alphabetisch angeordnet. Eine angefügte Hinweisnummer ermöglicht dann in den ersten 4 Bänden den Begriff zu klären.

Insgesamt gesehen scheint dieses lexikalische Wörterbuch wegen seiner Vielseitigkeit gerade für den praktischen Gebrauch geeignet. Es wird nicht nur unter den Fachleuten und Studierenden seine Freunde finden.

O. WEIS